



TÉCNICO
LISBOA

**Influência das correntes no comportamento do modelo
SWAN na zona de Diogo Lopes, Brasil**

André Filipe Santos Ramos

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em

Engenharia Civil

Orientadores:

Professor António Alberto Pires Silva

Doutora Conceição Juana Espinosa Morais Fortes

Membros do Júri:

Presidente : Professor António Alexandre Trigo Teixeira

Orientadora : Doutora Conceição Juana Espinosa Morais Fortes

Vogal : Doutora Mariana Stichini Viela Hart de Campos Bernardino

Julho de 2014

RESUMO

A zona de Diogo Lopes, situada no estado do Rio Grande do Norte, Brasil, foi alvo de vários estudos interdisciplinares, que incluíram a caracterização da agitação marítima ao longo desta costa (Ângelo et al. 2012, Matos et al. 2013). Esta é dominada por um regime de alternância de brisa marítima e terrestre. Este facto induz uma modulação diária no campo de ondas que colocou certas dificuldades na sua simulação numérica, como constatado nos trabalhos realizados por Ângelo (2012) e Matos (2013) que aplicaram o modelo numérico *SWAN* aquela região para diferentes condições de vento e agitação ao largo.

Para obviar a estas dificuldades, e no seguimento daqueles trabalhos, recorre-se, novamente, ao modelo *SWAN* para a simulação do estado de mar, mas com um domínio de cálculo alargado, um campo de ventos, obtido na estação meteorológica de Macau, diferente e com a introdução da interação das ondas e correntes. Estas são provenientes do modelo hidrodinâmico *SISBAHIA*, Rosman (2012). O forçamento ao largo é obtido recorrendo ao modelo *Wavewatch III*.

Numa primeira fase, procedeu-se a um trabalho de pesquisa bibliográfica, e após um período de familiarização com o modelo *SWAN* definiu-se uma estratégia de abordagem ao trabalho que se passa a explicitar.

Na aplicação do modelo *SWAN* fez-se variar o valor do coeficiente de atrito do fundo, tendo em conta o regime de alternância de brisa marítima e terrestre, e também as condições de correntes. Mais especificamente, utilizou-se o modelo empírico de *JONSWAP* (Hasselmann et al., 1973) e os valores do coeficiente de atrito do fundo $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, definido por defeito pelo *SWAN* para *wind sea*, e $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. Compararam-se as simulações com e sem correntes, mantendo-se constante o coeficiente de atrito do fundo. Analisaram-se todas estas situações para o modo estacionário e modo não estacionário, utilizando sempre a formulação de rebentação parcial (*whitecapping*) proposta por van der Westhuysen et al. (2007).

A análise dos resultados foi efetuada com recurso a gráficos e parâmetros estatísticos. Comparam-se simulações numéricas com observações obtidas com recurso a sensores *AWAC* para os períodos de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010, em dois pontos distintos da malha computacional.

Através da análise dos indicadores quantitativos estatísticos, verifica-se que estes apresentam valores em linha com outros trabalhos similares. De uma forma geral, verificou-se que o coeficiente de atrito do fundo tem grande importância no cálculo da altura significativa, sendo o valor de $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ o que melhor faz ajustar as alturas significativas calculadas às medidas. Já a introdução de um campo de correntes não trouxe grandes alterações aos valores calculados da altura significativa. O período médio ($T_{m0,2}$) calculado foi bastante afetado pela variação do coeficiente de atrito do fundo, que quanto maior fosse o seu valor, menor era o valor do período médio. Também a consideração do campo de correntes trouxe alterações ao valor calculado de $T_{m0,2}$, muito devido à inclusão do efeito de *Doppler*, que faz alterar a frequência das ondas devido à movimentação diferencial do meio onde estas se deslocam. É ainda de referir que as computações em modo estacionário revelaram ser mais satisfatórias do que em modo não estacionário, pois as melhorias obtidas face a diferença entre os tempos de computação entre um modo e outro não são de todo significativas (as corridas em modo não estacionário são mais pesadas, e portanto, mais demoradas).

Palavras-chave: *SWAN*; Ondas-Correntes; Diogo Lopes; *SISBAHIA*; Agitação Marítima; Rebentação Parcial.

ABSTRACT

Over the past few years the Diogo Lopes region, located in the state of Rio Grande do Norte, Northeast Brazil, has been the object of a number of interdisciplinary studies, including the characterization of its wave climate (Ângelo, 2012; Matos, 2013). A few difficulties have been posed due to the presence of the alternation between the sea and land breezes along this coastline. The present dissertation follows the work developed by Ângelo (2012) and Matos (2013), with some changes in order to improve the results obtained through the *SWAN* model in this specific region.

The *SWAN* model was used again to simulate the wave propagation. However, now a larger domain and a different wind field, obtained in the meteorological station in Macau (RN), were employed. Also, a current field was imposed to take into account wave-currents interaction. These currents were calculated by the hydrodynamic model *SISBAHIA*, developed in the Federal University of Rio de Janeiro (UFRJ). The offshore wave conditions were obtained from the deep-water wave model, *Wavewatch III* (Tolman, 2002).

In a first step, a bibliographic research was made followed by a familiarization period with the *SWAN* model. Then a plan for the work was worked out.

Different values of the bottom friction coefficient were used. More specifically, the default bottom friction coefficient defined in *SWAN* for wind sea, $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, and a value of $c=0.1\text{m}^2\text{s}^{-3}$ were chosen. In addition, comparisons were made between simulations with and without currents.

All of these simulations were run in stationary or in non-stationary mode, considering the whitecapping formulation proposed by van der Westhuysen et al. (2007).

The data processing was accomplished resorting to both graphical analysis and statistic characterization. Data were obtained through the measurements of *AWAC* sensors for the time periods from the 11th to the 12th of December 2010 and from the 20th to the 27th December 2010 in two distinct points inside the computational grid.

After analysing the statistical parameters, it is concluded that the *SWAN* model can simulate the wave propagation as expected for this kind of wave models. Generally, the change of the bottom friction coefficient has an important role in the simulated significant height. The application of $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$ resulted, in general, in better approximations of the significant height to the measurements. The simulations with or without currents did not imply major alterations on the simulated significant height, as expected. The simulated mean period ($T_{m(0,2)}$) was affected by the bottom friction coefficient choices. Also, the currents fields had an important impact on the calculated mean periods, since these conditions take into account the Doppler effect.

The stationary runs have a higher cost/benefit relationship in terms of accuracy versus time of computation than the non-stationary runs.

Key-words: *SWAN*; Wave-Currents; Diogo Lopes; *SISBAHIA*; Wave Climate; Whitecapping.

AGRADECIMENTOS

À Engenheira Juana Fortes, pelas inúmeras vezes que me ajudou, por todos os conselhos, energia positiva transmitida e boa disposição altamente contagiante.

Ao Professor Pires Silva, pela invariável prontidão de resposta a todos os pedidos de ajuda, todo o apoio prestado e conhecimentos transmitidos ao longo da minha passagem pelo Instituto Superior Técnico.

Ao Engenheiro Pedro Poseiro, pela ajuda indispensável prestada e tempo despendido neste trabalho.

À Professora Ada Scudelari da Universidade Federal do Rio Grande do Norte, por todos os dados fornecidos provenientes do modelo *SISBAHIA* e à Maria de Fátima Matos por todas as informações sobre a zona de Diogo Lopes.

Aos meus colegas do LNEC João Dias, Diogo Neves, Guilherme, Luís Guilherme, Javier, Adriana, Miguel e Joana com quem aprendi e me diverti muito.

Ao meu colega e principalmente Amigo João Gil, pela ajuda absolutamente preciosa na fase inicial desta dissertação.

Aos meus Amigos de sempre, Caldeira, David, David Massas, Rafa, Peras, Leonor, Gonçalo e Diana por me apoiarem sempre que precisei e aos meus Amigos do Técnico, Pato, Zé Gui, Tó Cardoso, Carlão, Sousa, Fábio por me ajudarem a concluir com sucesso esta fase e especialmente ao Fialho por todas as boleias ao longo do curso.

À Leonor, por me inspirar, por ser a melhor e caminhar sempre comigo lado a lado como ninguém.

Ao meu Irmão Nuno, Avó Fernanda, Tio Fernando e restante família por tudo o que me transmitiram e por todos os momentos em que me apoiaram.

Aos meus Pais, Bela e Jorge, por todo o amor que me deram, por me ensinarem a ser como sou. Sem eles não teria chegado aqui.

ÍNDICE DE TEXTO

1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. Considerações Gerais	1
1.2. Objetivos e Metodologia	3
1.3. Estrutura da dissertação.....	4
2. A ONDA GERADA PELO VENTO.....	5
2.1. Breve Introdução	5
2.2. Teoria Linear da Onda.....	5
2.3. Análise Estatística e Espectral.....	6
3. O MODELO SWAN.....	11
3.1. Introdução.....	11
3.2. Estrutura Matemática do Modelo	12
3.2.1. Equação do Balanço de Ação	12
3.2.2. Os termos de propagação	12
3.2.3. Forçamento pelo Campo de Ventos	13
3.2.4. Interação não linear onda-onda.....	14
3.2.5. Dissipação de Energia.....	16
3.3. Implementação Numérica	18
3.3.1. Introdução.....	18
3.3.2. Propagação.....	19
3.3.3. Geração, dissipação e interações não lineares onda-onda.....	20
3.4. Procedimentos de pré e pós-processamento.....	20
4. CASO DE ESTUDO – O ESTUÁRIO DE DIOGO LOPES, BRASIL.....	23
4.1. Enquadramento Geográfico	23
4.2. Dados Disponíveis.....	24
4.2.1. Medições <i>in situ</i>	24
4.2.2. Campo de Ventos	25
4.2.3. Agitação ao Largo	28
4.2.4. Campo de Correntes.....	30

4.2.5.	Nível de Maré.....	30
4.3.	Condições de Aplicação do Modelo <i>SWAN</i>	31
4.3.1.	Domínio de Cálculo	31
4.3.2.	Características das Simulações.....	33
5.	COMPARAÇÃO E ANÁLISE DE RESULTADOS	35
5.1.	Indicadores Quantitativos de Qualidade	35
5.2.	Período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.....	36
5.2.1.	Simulações em Modo Estacionário	36
5.2.2.	Simulações em Modo Não Estacionário	40
5.3.	Período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.....	45
5.3.1.	Simulações em Modo Estacionário	45
5.3.2.	Simulações em Modo Não Estacionário	49
5.4.	Efeito dos parâmetros da cauda de alta frequência	52
6.	CONCLUSÕES E BREVES RECOMENDAÇÕES	55
7.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	59
8.	ANEXOS	61
	Anexo A	61
	A.1 Funcionamento do <i>SOPRO</i> em conjunto com o <i>SWAN</i>	61
	A.2 Funcionamento do <i>SOPRO</i>	62
	Anexo B.....	65
	Anexo C.....	71

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Mangais na zona litoral de Diogo Lopes.....	1
Figura 2.1 - Ilustração esquemática de uma onda. Adaptado Aulas HOM 2012/2014, IST.(“slides” das aulas).....	7
Figura 2.2 - Correspondência entre a elevação da superfície livre e os espectros de amplitude e de fase. Adaptado de Holthuijsen (2007).	8
Figura 2.3 - Comparação entre o Espectro de JONSWAP e Pierson-Moskowitz. U S Army Corp of Engineers (2000).	10
Figura 3.1 - Ilustração das várias grelhas de <i>input</i> que se podem usar no SWAN. Adaptado de [1]......	11
Figura 3.2 - Representação do efeito do termo fonte relativo ao forçamento de um campo de ventos no espectro. Adaptado de Holthuijsen 2007.	14
Figura 3.3 - Efeito das interações não lineares a três ondas no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007	15
Figura 3.4 - Efeito das interações não lineares a quatro ondas no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007	15
Figura 3.5 - Representação do efeito da rebentação parcial no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.	16
Figura 3.6 - Representação do efeito do atrito de fundo, em águas pouco profundas, no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.	17
Figura 3.7 - Representação do efeito da rebentação induzida pelo fundo no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.	18
Figura 3.8 - Definição do adjetivo "implícito" no tempo e no espaço horizontal. (Adaptado de Holthuijsen 2007).	19
Figura 4.1 - Divisão da América do Sul por zonas UTM. Adaptado de [2].	23
Figura 4.2 - Localização de Diogo Lopes no estado do Rio Grande do Norte. Adaptado <i>Google Maps</i>	23
Figura 4.3 – Zona de Estudo. Adaptado Google Earth	24
Figura 4.4 - Batimetria da área de estudo e localização dos pontos de medição.	24
Figura 4.5 - Direção e Magnitude da velocidade do vento no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010	26
Figura 4.6 – Magnitude da Velocidade do vento no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.....	26
Figura 4.7 - Direção e Magnitude da velocidade do vento no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010	26
Figura 4.8 – Magnitude da Velocidade do vento no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010	27
Figura 4.9 - Altura Significativa medida em PT2 em comparação com a magnitude do vento. Período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.	27

Figura 4.10 - Altura Significativa medida em PT2 em comparação com a magnitude do vento. Período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.....	27
Figura 4.11 - Ponto de cálculo do WWIII.....	28
Figura 4.12 - Altura significativa de onda no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010	28
Figura 4.13 - Período médio de onda no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.....	29
Figura 4.14 - Direção média de onda para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.....	29
Figura 4.15 - Altura significativa de onda para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.....	29
Figura 4.16 - Período Médio de onda no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010	29
Figura 4.17 - Direção média de onda no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.....	29
Figura 4.18 - Nível de Maré nos dias 11 e 12 de Dezembro de 2010	31
Figura 4.19 - Nível de Maré para 20 a 27 de Dezembro de 2010	31
Figura 4.20 - Localização das malhas e pontos de medição.	32
Figura 5.1 – Simulações 1 e 2. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	37
Figura 5.2 – Simulações 3 e 4. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	37
Figura 5.3 – Simulações 1 e 2. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	38
Figura 5.4 – Simulações 3 e 4. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	38
Figura 5.5 – Simulações 1 e 2. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	39
Figura 5.6 – Simulações 3 e 4. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	39
Figura 5.7 – Simulações 1 e 2. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	39
Figura 5.8 – Simulações 3 e 4. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	40
Figura 5.9 – Direção Média de onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário.	40
Figura 5.10 – Simulações 5 e 6. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	42
Figura 5.11 – Simulações 7 e 8. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	42

Figura 5.12 – Simulações 5 e 6. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	43
Figura 5.13 – Simulações 7 e 8. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	43
Figura 5.14 – Simulações 5 e 6. Período médio de onda, $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	44
Figura 5.15 – Simulações 7 e 8. Período médio de onda, $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	44
Figura 5.16 – Simulações 5 e 6. Período médio de onda, $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	44
Figura 5.17 – Simulações 7 e 8. Período médio de onda, $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	45
Figura 5.18 – Direção média de onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário.	45
Figura 5.19 – Simulações 9 e 10. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	47
Figura 5.20 – Simulações 11 e 12. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	47
Figura 5.21 – Simulações 9 e 10. Período Médio para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	48
Figura 5.22 – Simulações 11 e 12. Período Médio para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	48
Figura 5.23 – Direção Média, para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário.	49
Figura 5.24 – Simulações 13 e 14. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	50
Figura 5.25 – Simulações 15 e 16. Altura Significativa, H_s , para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	50
Figura 5.26 – Simulações 13 e 14. Período médio, T_{m02} , para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	51
Figura 5.27 – Simulações 15 e 16. Período médio, T_{m02} , para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	51
Figura 5.28 - Período de Onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$. $n=4$ e $n=5$	53
Figura 5.29 - Período de Onda para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$. $n=4$ e $n=5$	53

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 - Coordenadas (X,Y), profundidades e distância à costa dos aparelhos AWAC.	25
Tabela 4.2 - Coordenadas das malhas utilizadas no modelo SWAN.....	32
Tabela 4.3 - Condições das simulações numéricas para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010	34
Tabela 4.4 - Condições das simulações numéricas para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010	34
Tabela 5.1 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo estacionário. ($c = 0,1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).....	36
Tabela 5.2 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo estacionário. ($c = 0,067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).....	36
Tabela 5.3 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo não estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	41
Tabela 5.4 - Parâmetros Estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo não estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	41
Tabela 5.5 - Parâmetros estatísticos para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010 modo estacionário $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	46
Tabela 5.6 - Parâmetros estatísticos para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010 modo estacionário $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	46
Tabela 5.7 - Parâmetros estatísticos modo não estacionário de 20 a 27 de Dezembro de 2010 $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	49
Tabela 5.8 - Parâmetros estatísticos modo não estacionário de 20 a 27 de Dezembro de 2010 $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$	50

SIMBOLOGIA

- a_i – Amplitude correspondente à frequência;
- B_r – Parâmetro utilizado na expressão da rebentação parcial $S_{diss,wc}(\sigma, \theta)$;
- C_b – Coeficiente de atrito do fundo;
- C_D – Coeficiente de arrastamento;
- C_{ds} – Parâmetro ajustável da equação do coeficiente de declividade Γ ;
- $c_{g,x}$ – Velocidade de propagação na direção x ;
- $c_{g,y}$ – Velocidade de propagação na direção y ;
- c_θ – Velocidade no espaço espectral direcional;
- c_σ – Velocidade de propagação no domínio da frequência relativa intrínseca;
- D_{TOT} – Taxa média de dissipação de energia da onda por unidade de área;
- E_{TOT} – Energia total;
- f_p – Frequência de pico espectral;
- H_{m_0} – Altura significativa estimada no domínio da frequência;
- H_{max} – Altura de onda máxima para a qual não se dá rebentação.
- $H_{1/3}$ – Altura significativa estimada no domínio do tempo;
- m_n – Momento espectral de ordem n .
- p_a – Pressão atmosférica;
- Q_b – Fração de ondas sujeitas a rebentação;
- $S_{diss,bfr}(\sigma, \theta)$ – Dissipação de energia por atrito do fundo;
- $S_{diss,surf}(\sigma, \theta)$ – Dissipação de energia por rebentação induzida pelo fundo;
- $S_{diss,wc}(\sigma, \theta)$ – Dissipação de energia por rebentação parcial;
- $S_{diss}(\sigma, \theta)$ – Dissipação de energia – termo sumidouro de dissipação genérico;
- $S_{in}(\sigma, \theta)$ – Geração devido à ação do vento;
- $S_{nl}(\sigma, \theta)$ – Efeitos da interação não linear entre ondas;
- $T_{m_{02}}$ – Período médio definido com os momentos espectrais m_0 e m_2 .
- u_* – Velocidade de atrito;
- U_{10} – Velocidade do vento medida a 10m de altura;

\vec{u} – Vector velocidade de corrente;
 \vec{v} – Campo de velocidades;
 ε_i – Fase aleatória associada à f_i ;
 A – Crescimento linear da energia no tempo, resultado de flutuações da pressão atmosférica;
 $B(k)$ – Parâmetro relativo à equação da rebentação parcial $S_{diss,wc}(\sigma, \theta)$;
 $BE(\sigma, \theta)$ – Crescimento exponencial de energia;
 c – Celeridade de onda;
 $E(f, \theta)$ – Espectro direcional de variância;
 $E(f)$ – Espectro unidirecional de variância;
 f – Frequência de onda;
 g – Aceleração da gravidade;
 h – Profundidade relativa ao nível de repouso;
 H – Altura de onda;
 k – Número de onda;
 L – Comprimento de onda;
 m – Deslocamento na perpendicular;
 $N(\vec{x}, t, \sigma, \theta)$ – Densidade de Ação de onda;
 $S(\sigma, \theta)$ – Termos fonte e sumidouro na equação de balanço de ação espectral;
 T – Período de onda;
 t – Tempo;
 z – Cota;
 α – Constante de Philips;
 Γ – Coeficiente relacionado com a declividade;
 γ – Parâmetro de elevação de pico;
 η – Elevação da superfície livre;
 $\langle \eta^2 \rangle$ – Variância da elevação da superfície livre;
 θ – Direção de onda;
 σ – Frequência de onda intrínseca; coeficiente de assimetria;
 ω – Frequência angular;

1. INTRODUÇÃO

1.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS

A região adjacente ao estuário de Diogo Lopes, que se situa no estado brasileiro do Rio Grande do Norte (RN) é caracterizada por um clima tropical, que por sua vez se reflete no tipo de paisagem dominante. Na zona em estudo encontram-se presentes, ao longo da linha de costa, inúmeros pequenos estuários de rios e lagoas que desagüam no oceano ao longo desta zona costeira. Devido a este facto, trata-se de um ambiente marítimo, nas zonas perto da costa, muito sujeito às correntes e consequentes alterações sedimentológicas que moldam as características destes mesmos estuários. Será ainda de referir que devido às lagoas e rios presentes ao longo do litoral, constata-se presença abundante de mangais (Figura 1.1), que por sua vez desempenham um importante papel na subsistência dos ecossistemas e também da manutenção da qualidade da água.



Figura 1.1 - Mangais na zona litoral de Diogo Lopes.

Por outro lado, esta zona do Rio Grande do Norte, situada no nordeste brasileiro, é palco de relevantes atividades económicas ligadas à indústria da exploração de petróleo e gás natural, indústria salina, pesca, e ainda outras atividades de menor escala. A indústria petrolífera, em particular, encontra-se presente através de plataformas *offshore* situadas em zonas marítimas de baixa profundidade (profundidades entre 6 e 30 metros), representando uma importante componente da economia local.

Este trecho de costa é fortemente afetado pela ação das ondas e correntes provocadas pela variação do nível de maré, cuja interação tem um papel decisivo na dinâmica costeira. Por esta razão, têm sido realizados, ao longo dos últimos anos, variados estudos interdisciplinares que visam caracterizar de forma cada vez mais objectiva os processos dominados pela agitação marítima. É ainda de referir que a agitação marítima em Diogo Lopes é muito influenciada pela alternância entre a brisa terrestre e brisa marinha, que se faz sentir ali com alguma intensidade, o que vai induzir uma modulação diurna do clima de ondas no trecho em causa e objeto de estudo.

A brisa é um tipo de circulação atmosférica de meso-escala, provocada por diferenças térmicas entre o mar na zona costeira e a terra na faixa litoral. O mar e a terra têm diferentes capacidades caloríficas. Durante o dia a terra tem um aquecimento superior, o que provoca o desenvolvimento de baixas pressões e o vento sopra do mar. Durante o período noturno o processo inverte-se e o vento sopra de terra, mas, geralmente, com menor intensidade. Ponce de León e Orfila (2013) apresentam um exemplo deste tipo de modulação com existência clara de um sistema de brisas na Ilha de Maiorca, Espanha. Esta publicação contém também um conjunto de referências sobre os mecanismos físicos de geração das brisas, bem como outros exemplos de aplicações. Conclui-se, também, que a resolução temporal e espacial do forçamento atmosférico deve ser da ordem de 1h e 1,5 km, respectivamente, para capturar as variações rápidas do campo de ventos. Aboobacker et al. (2014) constitui outra referência dedicada ao tema, desta vez um sistema de brisas na costa central oeste da Índia. São fornecidos dados relevantes sobre a extensão *offshore* da brisa diurna.

A aquisição de dados de campo para monitorização ambiental *in situ* conjugada com o recurso à modelação numérica é a forma de se obter um conhecimento mais completo acerca do clima marítimo num determinado local.

Com efeito, esta conjugação, é imprescindível para a caracterização dos parâmetros de ondas numa dada região costeira, pois os parâmetros obtidos são resultado dos vários fenómenos que afetam a propagação de ondas que atingem a referida zona. Destes fenómenos salientam-se, os associados à variação da profundidade, à transmissão de energia ao longo da crista da onda, à presença de correntes, à ocorrência de rebentação de fundo, à dissipação de energia por atrito do fundo, à reflexão total ou parcial devido à existência de obstáculos.

Com isto em mente, foi implementado um programa de monitoramento ambiental da região em estudo e, em especial, de caracterização das ondas ao longo da praia de São Bento do Norte a leste da Ponta do Tubarão, pela equipa de trabalho do Laboratório de Geoprocessamento do Departamento de Geologia da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (Matos, 2013).

No entanto, esta monitorização de ondas é feita de forma pontual quer no espaço, quer no tempo e requer recursos económicos elevados associados não só ao investimento inicial dos equipamentos a utilizar como também aos custos de manutenção. Por esta razão, não é usualmente possível para a maioria das zonas de estudo, com base apenas em medições, definir um regime de agitação marítima nem avaliar os efeitos a médio e longo prazo deste agente na morfologia e dinâmica sedimentar nessa zona.

Pelas razões atrás mencionadas, torna-se fulcral o recurso à modelação numérica da propagação das ondas geradas pelo vento. Neste âmbito, os modelos de geração e propagação de ondas têm sido amplamente utilizados na obtenção de parâmetros de agitação marítima, com especial destaque para as ondas geradas pelo vento em grandes regiões, propagando as características da agitação ao largo para zonas costeiras.

O modelo utilizado no presente trabalho corresponde ao *SWAN*, que representa um acrónimo para *Simulating WAves Nearshore* (Booij et al., 1999). Este modelo visa fornecer os parâmetros característicos da agitação marítima através do espectro direcional estimado em locais de interesse junto ao litoral.

O modelo *SWAN* é um modelo numérico espectral em média fase de terceira geração *open source* de propagação da agitação marítima, que se baseia na equação de conservação da ação da onda. Através do mesmo torna-se possível a geração de ondas de gravidade na superfície do mar através da ação do vento, efetuando-se posteriormente a sua propagação tendo em conta variados fenómenos intervenientes na mesma - rebentação,

interação não linear entre ondas. Este modelo é adequado para zonas costeiras desde águas profundas até águas pouco profundas. Os modelos de propagação das ondas de vento em zonas costeiras nascem da necessidade de complementar os modelos de águas profundas, como o modelo *Wavewatch III* (Tolman, 2002), já que estes não contemplam os fenómenos físicos presentes em águas de profundidade finita, tais como o atrito do fundo, emolamento, rebentação induzida pelo fundo, reflexão.

Mais especificamente, este estudo, vem no seguimento dos trabalhos levados a cabo por Ângelo (2012) e Matos (2013), que aplicaram o modelo *SWAN* para diferentes condições de vento e agitação ao largo, tendo sido comparadas as simulações numéricas com medições efectuadas *in situ*. Estas comparações revelaram-se bastante concordantes, apesar de terem sido registadas algumas discrepâncias. Após uma análise atenta aos trabalhos acima mencionados, pode-se verificar que os períodos médios calculados pelo modelo *SWAN* revelaram ser muito baixos em relação aos valores medidos *in situ*. Registaram-se também dificuldades ao nível da direcção de onda calculada, onde também se verificaram algumas discordâncias com as medições.

Uma das razões apontadas para as discrepâncias verificadas no período médio foi o facto de não se ter considerado a existência de um campo de correntes nas simulações numéricas. De facto, numa zona de estuário a consideração de um campo de correntes é importante, como se poderá observar através das comparações dos valores calculados com as medições *in situ*.

1.2. OBJETIVOS E METODOLOGIA

Com o objectivo de complementar os estudos já realizados por Ângelo (2012) e Matos (2013), o presente trabalho consistiu na aplicação do modelo *SWAN* na zona adjacente a Diogo Lopes tendo em conta, para além das condições de agitação ao largo e condições do vento e maré, a existência de um campo de correntes dentro do domínio de cálculo e um alargamento deste mesmo domínio. Com efeito, foi considerado o campo de correntes de modo a avaliar a sua influência na agitação marítima gerada junto à costa. Considerou-se o domínio de cálculo alargado, em relação ao domínio utilizado pelos autores atrás referidos, com o objetivo de situar a fronteira de mar totalmente sobre águas profundas e mais próxima do ponto onde são disponibilizados os dados do modelo de forçamento *Wavewatch III*. A metodologia utilizada é semelhante à de Ângelo (2012).

O modelo é aplicado para as condições de vento, marés, agitação ao largo e correntes nos dias 11 e 12 e de 20 a 28 de Dezembro de 2010.

Os resultados numéricos são comparados com medições *in situ* obtidas nesses mesmos períodos. As medições *in situ* foram obtidas com recurso a dois aparelhos *AWAC* (*Acoustic Wave and Current Profiler*) fundeados no domínio de cálculo a 5m (PT1) e a 9m (PT2) de profundidade situando-se numa zona bastante perto da linha de costa, como se poderá verificar mais a frente neste texto.

O modelo foi executado em modo estacionário e não estacionário. Utilizou-se a formulação de dissipação de energia por *whitecapping* proposta por van der Westhuysen et al. (2007), tendo sido experimentados apenas dois coeficientes de atrito do fundo distintos. Foram levadas a cabo simulações com a consideração do campo de correntes, e outras sem a consideração do mesmo, com vista a avaliar a sua influência nos resultados obtidos.

Foi ainda usado o programa de interface *SOPRO* (Pinheiro et al., 2007), para uma utilização mais eficiente do *SWAN*, particularmente na elaboração dos ficheiros de *input* para o regime estacionário. Com esta interface é

possível definir nestes ficheiros as formulações de dissipação desejadas, as condições de agitação ao largo, ventos, correntes e também a definição do valor do coeficiente de atrito do fundo.

1.3. ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

A presente dissertação encontra-se dividida em seis capítulos seguidos das referências bibliográficas e anexos. Na sequência do capítulo introdutório, refere-se brevemente no Capítulo 2 a teoria referente às ondas geradas pelo vento assim como as ferramentas de análise estatística e espectral das mesmas. No Capítulo 3 segue-se a explicitação dos fundamentos teóricos do modelo *SWAN* contemplando a equação de balanço de ação espectral que inclui os termos fonte e sumidouro. Referem-se ainda os esquemas numéricos utilizados neste modelo assim como os procedimentos de pré e pós-processamento. No Capítulo 4 faz-se um enquadramento da zona de estudo, assim como a definição dos dados disponíveis para a realização deste trabalho na área adjacente a Diogo Lopes. Abordam-se ainda neste capítulo as condições de aplicação do modelo nesta zona. O Capítulo 5 é referente à comparação e análise de resultados obtidos através do modelo numérico, incluindo apresentação de alguns resultados em forma de gráfico sendo sempre incluídas as análises estatísticas efectuadas. Finalmente, no Capítulo 6 encontram-se descritas as conclusões do trabalho, assim como algumas sugestões para trabalhos de investigação no futuro.

2. A ONDA GERADA PELO VENTO

2.1. BREVE INTRODUÇÃO

A superfície oceânica é caracterizada por uma extrema irregularidade devido à presença de ondas geradas pelo vento. Desta maneira pode-se afirmar que o movimento da superfície livre do mar tem um caráter aleatório, razão pela qual a sua descrição estatística com recurso à análise espectral se torna imprescindível.

Este caráter irregular torna-se muito mais evidente nas zonas de geração, em alto mar. A superfície do mar torna-se mais regular à medida que se vai afastando desta zona. Sendo assim pode-se distinguir a ondulação (*swell*) da vaga (*wind sea*). A ondulação é observada longe do local de geração e caracteriza-se por ter uma maior regularidade, ou seja, pouca variabilidade do período, grande comprimento das cristas e declividades pequenas. Por outro lado, a vaga caracteriza-se por ondas de curto período e declividades elevadas resultantes da ação local do vento, dando origem a um estado de agitação mais caótico e irregular.

2.2. TEORIA LINEAR DA ONDA

Tendo em conta um escoamento irrotacional ($\Delta \wedge \vec{v} = 0$), existe uma função escalar, $\phi(x, y, z, t)$, que permite obter o campo das velocidades através da operação gradiente $\vec{v} = \nabla\phi$, constituindo, assim, esta função um potencial para as velocidades. Conjugado com a condição de fluido incompressível ($\nabla \cdot \vec{v} = 0$), conclui-se que o mencionado potencial obedece à equação de Laplace.

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.1)$$

A equação apresentada tem de ser complementada com condições de fronteira, no fundo e na superfície livre. Na superfície livre, tem de se assegurar uma condição cinemática descrita, na forma linearizada, por:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.2)$$

onde η representa a elevação da superfície livre.

É necessário ainda impor uma condição dinâmica, que traduz o equilíbrio de forças exercidas sobre a superfície, ou seja, o equilíbrio entre a pressão atmosférica e a pressão da água, desprezando o efeito da tensão superficial. Assim, para pressões relativas ($p_a = 0$) tem-se, na forma linearizada:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} = g\eta \quad (2.3)$$

Onde g corresponde à aceleração da gravidade.

Combinando as condições cinemática e dinâmica acima descritas obtém-se:

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}\right) + g \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right) = 0; z = 0 \quad (2.4)$$

Aplicando então uma técnica de separação de variáveis à equação de Laplace obtém-se a seguinte expressão:

$$\phi(x, y, z) = -\frac{Hg \cosh[k(h+z)]}{2\omega \cosh(kh)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.5)$$

onde

$k = 2\pi/L$ – É o número de onda com L a corresponder ao comprimento de onda;

$\omega = 2\pi/T$ – Representa a frequência angular com período de onda, T ;

h – É a profundidade em relação ao nível de repouso;

H – É a altura de onda.

A partir de (2.4) é possível obter uma relação entre a frequência, σ , e o número de onda, k . Esta relação, designada relação de dispersão, traduz o caráter dispersivo da propagação das ondas geradas pelo vento na superfície oceânica.

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad (2.6)$$

Sabendo que $\sigma = kc$, uma forma alternativa de escrever a relação de dispersão é:

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{L} h} \quad (2.7)$$

onde c representa a celeridade de onda.

A expressão (2.7), pode ser simplificada devido ao comportamento assintótico da tangente hiperbólica, para águas profundas,

$$c = \sqrt{gL/2\pi} \quad (2.8)$$

ou para águas pouco profundas,

$$c = \sqrt{gh} \quad (2.9)$$

2.3. ANÁLISE ESTATÍSTICA E ESPECTRAL

Começa-se por definir, de uma forma esquemática, as grandezas de base associadas a uma onda regular ou sinusoidal, de acordo com a Figura 2.1.

- **Altura de onda**, $H(m)$ – Distância medida na vertical entre a crista e a cava adjacente.
- **Comprimento de onda**, $L(m)$ – Distância medida na horizontal entre duas cristas (ou duas cavas) consecutivas.
- **Período de onda**, $T(s)$ – Intervalo de tempo medido entre a passagem de duas cristas, ou duas cavas, num determinado ponto fixo.

- **Frequência de onda**, f (Hz) – Inverso do período de onda : $f = 1/T$. Ou seja, o número de oscilações por unidade de tempo observados num ponto fixo.

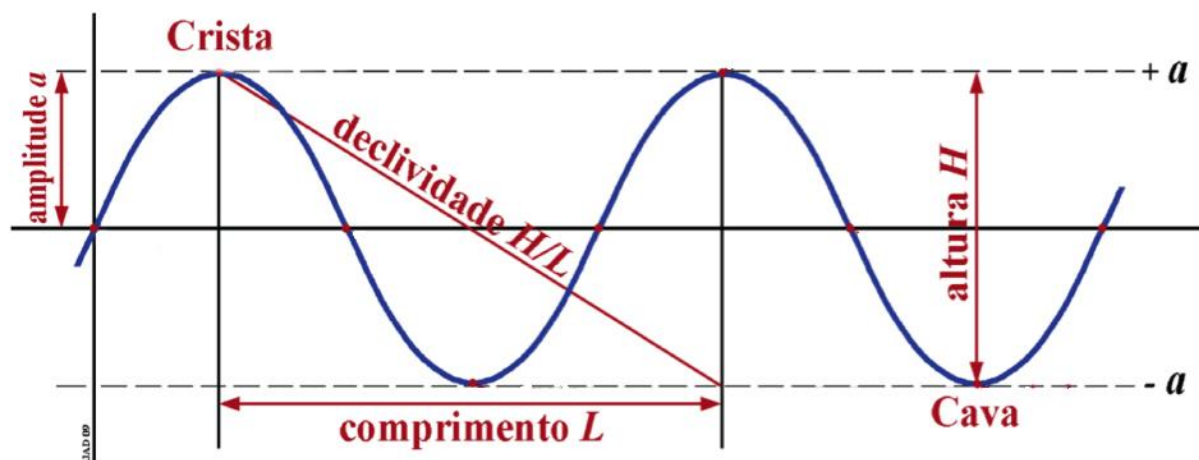


Figura 2.1 - Ilustração esquemática de uma onda. Adaptado Aulas HOM 2012/2014, IST. (“slides” das aulas).

Quando se passa para ondas irregulares, a agitação marítima real, a configuração da elevação da superfície do mar já não apresenta o perfil da Figura 2.1, e, portanto, há necessidade de introduzir critérios para definir ondas individuais.

Um dos critérios mais usados é o critério de zero ascendente (c-z-a) na caracterização de uma onda a partir de uma série temporal de valores de elevação da superfície livre. Este critério considera que uma onda individual corresponde ao acontecimento compreendido entre duas passagens sucessivas pelo nível médio com derivada positiva. Assim, pode-se definir um série temporal de N valores de H_i , T_i e, conseqüentemente, as suas estatísticas no domínio do tempo.

Neste trabalho, escolheu-se para caracterizar a série de valores de H_i , a altura significativa, H_S ou $H_{1/3}$ que representa a média de um terço das maiores ondas observadas, ou seja, com maior valor de H no intervalo de tempo considerado:

$$H_S = \frac{1}{N/3} \sum_{i=1}^{N/3} H_i \quad (2.10)$$

Para além desta análise no domínio do tempo, aqui sumariamente esquematizada, é possível passar para o domínio da frequência e correspondente análise espectral. No quadro de uma teoria linear de ondas de pequena amplitude, a superfície do mar pode ser descrita como uma sobreposição de variados conjuntos de ondas provenientes de diversos pontos de geração e com diferentes características. É então possível, descrever estes fenómenos através da distribuição de energia pelas direções e períodos de múltiplas ondas lineares. Assumindo um processo estacionário e linear, e as bases da teoria de onda linear, chega-se a uma boa aproximação da descrição da superfície livre através de uma distribuição de Gauss para a elevação da mesma, η . Deste modo, a elevação da superfície livre devido à agitação marítima pode ser descrita através da equação (2.11).

$$\eta(t) = \sum_{j=1}^N a_j \cos(2\pi f_j t + \varepsilon_j) \quad (2.11)$$

onde:

$\eta(t)$ – É a elevação da superfície livre da água para o instante t ;

a_i – Representa a amplitude para cada frequência;

ε_i – É a fase aleatória na origem para a frequência $f_i = (i/N\Delta t)$.

As variáveis Δf e Δt estão ligadas da seguinte forma, $\Delta f = (1/N\Delta t)$. Este tipo de modelos é usualmente apelidado de modelo de fase aleatória.

Na Figura 2.2, adaptada de Holthuijsen (2007), explicita-se a correspondência entre os espectros de amplitude e fase com a variação da altura da superfície livre no tempo.

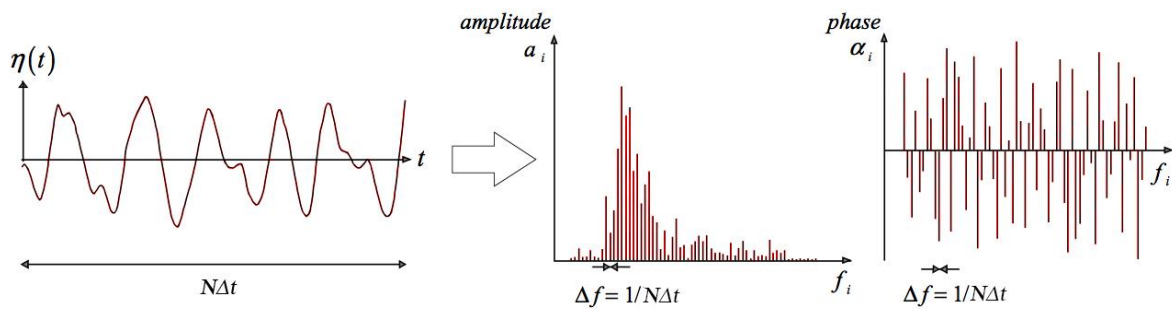


Figura 2.2 - Correspondência entre a elevação da superfície livre e os espectros de amplitude e de fase. Adaptado de Holthuijsen (2007).

Pode-se então definir através da equação (2.12) o que se designa por densidade espectral de variância ou espectro,

$$E(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \left(\frac{\frac{1}{2} \bar{a}_i^2}{\Delta f} \right) \quad (2.12)$$

onde \bar{a}_i^2 representa a variância da onda associada às diferentes frequências f_i .

Adotando o mesmo princípio da sobreposição de harmônicas na descrição da elevação da superfície livre, que já tinha sido utilizado em (2.11) generaliza-se esta mesma expressão para que inclua a direção de propagação da agitação:

$$\eta(x, y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M a_{i,j} \cos(\omega_i t - k_i x \cos \theta_j - k_i y \sin \theta_j + \varepsilon_{i,j}) \quad (2.13)$$

onde:

$\eta(x, y, t)$ – É a elevação da superfície livre x, y no instante t ;

ω_i – É a frequência angular ($\omega = 2\pi f_i$);

k_i – Representa o número de onda com $k_i = 2\pi/L_i$ com L_i a representar o comprimento de onda;

θ_j – Representa a direção de propagação da onda em relação ao eixo x ;

$\varepsilon_{i,j}$ – É a fase de caráter aleatório na origem para cada frequência angular ω_i .

Generalizando, também, a expressão (2.12), é possível descrever o espectro direcional de modo a incluir a distribuição por frequência e direção.

$$E(f, \theta) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \lim_{\Delta \theta \rightarrow 0} \left(\frac{\frac{1}{2} a_i^2}{\Delta f \Delta \theta} \right) \quad (2.14)$$

A partir da integração segundo a direção desta última expressão obtém-se o espectro de variância unidimensional:

$$E(f) = \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta \quad (2.15)$$

Tendo em conta a teoria linear para ondas de superfície de gravidade, a energia mecânica da onda por unidade de área é proporcional à variância e é dada por:

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \rho_w g \langle \eta^2 \rangle \quad (2.16)$$

onde $\langle \eta^2 \rangle$ representa a variância da elevação da superfície livre do mar ($\sum_i^N \bar{a}_i^2$). Por outro lado, e dada a definição de espectro, pode também escrever-se:

$$\langle \eta^2 \rangle = \int_0^{+\infty} E(f) df \quad (2.17)$$

Esta dualidade representa a análise no domínio do tempo ou no domínio da frequência (Teorema de Parseval). Partindo agora do espectro é possível obter os momentos de ordem n , e através destes calcular os parâmetros estatísticos da agitação marítima, admitindo que esta assume uma distribuição estocástica Gaussiana. Um momento de ordem n calcula-se a partir de:

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n E(f) df \quad (2.18)$$

O momento de ordem zero corresponde à variância total da superfície livre $\langle \eta^2 \rangle$. A partir dos momentos espectrais é possível o cálculo dos vários parâmetros integrais da agitação marítima, de entre estes, o período médio de cruzamento de zero ascendente:

$$T_{m_{0z}} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad (2.19)$$

e a altura significativa:

$$H_S \cong H_{m_0} = \sqrt[4]{m_0} \quad (2.20)$$

A representação do espectro em frequência pode ser feita com modelos empíricos e semi-empíricos sendo estes ajustados às observações realizadas no oceano. Um dos espectros mais utilizados na representação da agitação marítima é o espectro *JONSWAP* (*Joint North Sea WAve Project*) (Hasselmann et al., 1973) que resulta de uma campanha de medições levada a cabo na costa oeste da Alemanha. Este espectro é semelhante ao apresentado por Pierson-Moskowitz, mas desta feita, com o pico mais esguio (Holthuijsen, 2007).

$$E(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} \exp\left[-1.25\left(\frac{f_p}{f}\right)^4\right] \gamma \exp\left[\frac{-(f/f_p-1)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.21)$$

\longleftrightarrow
 Espectro de Pierson-Moskowitz
 \longleftrightarrow
 Espectro de JONSWAP

onde:

f_p – É a frequência de pico espectral;

α – Representa a constante de Philips;

γ – É o parâmetro de elevação do pico;

σ – Representa o coeficiente de assimetria do espectro.

Na Figura 2.3 encontra-se esquematizada a diferença entre o espectro JONSWAP e o espectro de Pierson-Moskowitz, apresentados na forma unidimensional.

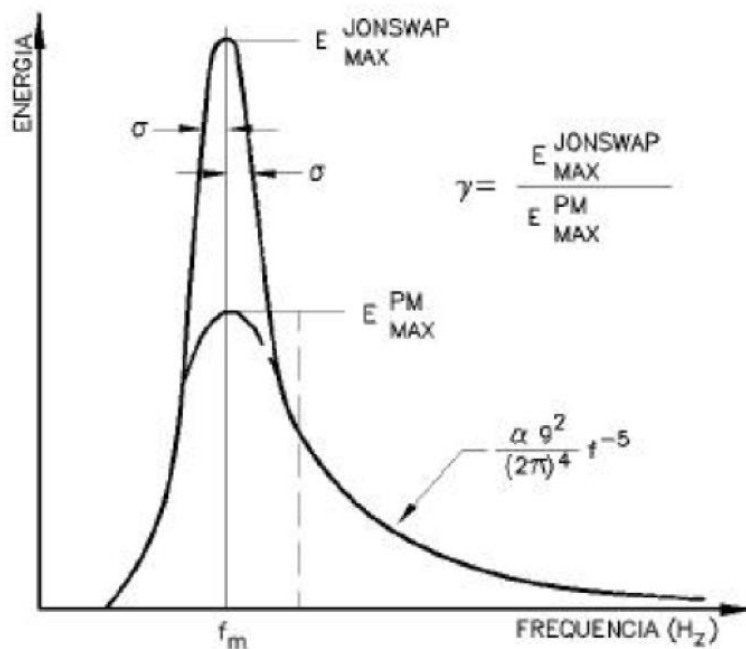


Figura 2.3 - Comparação entre o Espectro de JONSWAP e Pierson-Moskowitz. U S Army Corp of Engineers (2000).

3. O MODELO SWAN

3.1. INTRODUÇÃO

O *SWAN* (*Simulating WAves Nearshore*) (Booij et al., 1999; SWAN Team, 2008) é um modelo numérico computacional de terceira geração que tem como objectivo a simulação de estados de mar numa gama alargada de profundidades, incluindo águas pouco profundas e adjacentes a zonas costeiras.

O desenvolvimento deste modelo foi motivado pela necessidade de complementar os então existentes modelos de terceira geração concebidos, essencialmente, para aplicações operacionais em águas profundas. Desta forma, o *SWAN* é baseado nos pressupostos do modelo *WAM* (WAMDI Group, 1988) e, apesar de utilizar esquemas numéricos distintos, propaga a agitação marítima do largo até à costa levando em consideração os fenómenos de geração, dissipação e interação não linear de quatro ondas, fenómenos associados à propagação em águas profundas. Para além destes, contempla ainda os fenómenos especialmente associados a águas costeiras, tais como, a rebentação induzida pelo fundo, dissipação de energia por atrito do fundo e a interação linear entre três ondas.

Para o funcionamento deste modelo é necessária a definição de uma grelha computacional associada a uma grelha batimétrica. A propagação da agitação recorre a esquemas numéricos implícitos. Associadas a estas grelhas definem-se ainda as condições de fronteira que poderão resultar do acoplamento com modelos de águas profundas tais como o *WAM* ou o *Wavewatch III* que operam a uma escala oceânica.

É ainda considerada a possibilidade de existência de grelhas dentro de grelhas (sistema de malhas encaixadas). Neste caso as grelhas exteriores irão servir de condições de fronteira para as interiores. Desta forma, pode-se obter para as grelhas mais pequenas (interiores) maior precisão de resolução, à custa de dimensões de cada célula de cálculo menores. As malhas exteriores poderão, assim, ter resoluções menores. O tempo de computação é também menor. Na Figura 3.1 encontram-se representados exemplos de grelhas de *input* que podem ser utilizadas no *SWAN*.

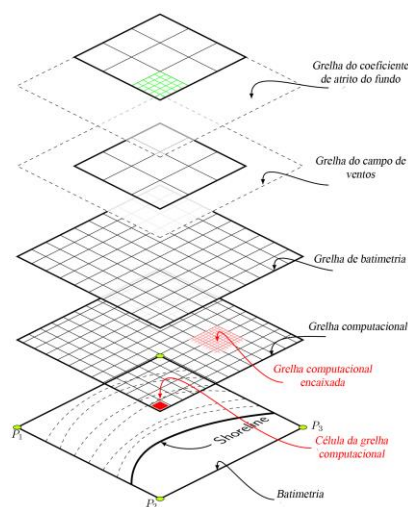


Figura 3.1 - Ilustração das várias grelhas de *input* que se podem usar no *SWAN*. Adaptado de [1].

3.2. ESTRUTURA MATEMÁTICA DO MODELO

Na formulação deste ponto seguiu-se de perto Holthuijsen (2007), que descreve as equações de base e as opções principais do modelo.

3.2.1. EQUAÇÃO DO BALANÇO DE AÇÃO

O SWAN baseia-se na equação de balanço espectral da densidade de ação. Esta pode ser formulada em coordenadas esféricas, para computações de grande escala, ou coordenadas cartesianas para aplicações de menor escala. No presente caso usou-se a equação (3.1) em coordenadas cartesianas.

$$\frac{\partial N(\sigma, \theta; x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial c_{g,x} N(\sigma, \theta; x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial c_{g,y} N(\sigma, \theta; x, y, t)}{\partial y} + \frac{\partial c_{\theta} N(\sigma, \theta; x, y, t)}{\partial \theta} + \frac{\partial c_{\sigma} N(\sigma, \theta; x, y, t)}{\partial \sigma} = \frac{S(\sigma, \theta; x, y, t)}{\sigma} \quad (3.1)$$

Nesta equação utiliza-se a densidade de ação $N(\vec{x}, t, \sigma, \theta)$ no espaço \vec{x} e no tempo t , em vez da densidade espectral de energia E , já que esta última não se conserva ao longo da propagação de energia entre ondas e correntes.

$$N(\sigma, \theta) = \frac{E(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (3.2)$$

onde σ é a frequência relativa (intrínseca) e θ a direção de onda.

O membro esquerdo da equação (3.1) representa a variação local e a componente cinemática de propagação nas suas várias dimensões. O membro direito representa os termos fonte e sumidouro. A segunda e terceira parcelas, do primeiro membro, correspondem à propagação da onda no espaço geográfico com velocidades de propagação $c_{g,x}$ e $c_{g,y}$ no espaço x e y respectivamente. A quarta parcela inclui nesta equação a refração induzida pela variação da profundidade e pelo efeito das correntes, com c_{θ} a corresponder à velocidade no espaço espectral θ (direção de onda). Finalmente, a quinta parcela representa a variação da frequência angular devido a alterações da profundidade e correntes, com c_{σ} a corresponder à velocidade de propagação no domínio da frequência relativa σ .

O termo direito desta igualdade, $S(\sigma, \theta)$ representa os efeitos da geração devido ao vento $S_{in}(\sigma, \theta)$, interações não lineares onda-onda $S_{nl}(\sigma, \theta)$ e a dissipação $S_{diss}(\sigma, \theta)$. Desta forma pode-se escrever:

$$S(\sigma, \theta) = S_{in}(\sigma, \theta) + S_{nl}(\sigma, \theta) + S_{diss}(\sigma, \theta) \quad (3.3)$$

A parcela $S_{diss}(\sigma, \theta)$ descreve ainda três fenómenos distintos que são o atrito do fundo, $S_{diss,bfr}(\sigma, \theta)$, rebentação parcial $S_{diss,wc}(\sigma, \theta)$ e ainda rebentação devido à diminuição da profundidade $S_{diss,surf}(\sigma, \theta)$.

3.2.2. OS TERMOS DE PROPAGAÇÃO

A propagação da onda oceânica desde a zona de geração até zonas costeiras é fortemente afetada por fatores tais como a variação da profundidade, ventos locais e correntes. Estes fatores afetam em vários aspetos a caracterização da agitação marítima uma vez que originam fenómenos como a refração, o empolamento, a difração, a rebentação e a interação entre correntes e ondas, razão pela qual se torna muito importante que o SWAN os descreva matematicamente.

Sabendo que o efeito da diminuição da profundidade afeta a relação de dispersão ($\sigma^2 = gk \tanh(kh)$) conclui-se que o comprimento de onda e a sua celeridade diminuem proporcionalmente à profundidade. O cálculo da refração devido à velocidade de mudança de direção de onda é efectuado com recurso a uma abordagem Euleriana com a divisão do espaço de computação numa grelha multicelular regular.

Considerando a existência de correntes marítimas, irá haver uma interação com as ondas que alteram a sua frequência e amplitude. Neste caso a teoria linear da onda apenas poderá ser considerada se, quer as correntes quer a profundidade, forem constantes no espaço e no tempo. Nestas condições, a frequência absoluta ω pode ser descrita pela equação

$$\omega = \sigma + \vec{k} \cdot \vec{u} \quad (3.4)$$

onde \vec{k} e \vec{u} representam o vetor número de onda e velocidade de corrente respetivamente e σ representa a frequência intrínseca ou relativa que figura na relação de dispersão. Ao admitir que a velocidade das correntes e a profundidade são constantes, induz-se que tanto as frequências relativas como absolutas também o são. De forma análoga, se estes fatores variarem, as frequências também variam

Se for levada em linha de conta a presença de correntes no meio marítimo o SWAN adota as seguintes expressões, deduzidas da teoria linear, para as velocidades de propagação da energia da onda $c_g + \vec{u}$, c_θ e c_σ no espaço x, y , no espaço definido por θ e no espaço da frequência relativa σ :

$$\frac{dx}{dt} = c_g + \vec{u} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \frac{\sigma \vec{k}}{|\vec{k}|^2} + \vec{u} \quad (3.5)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = c_\theta = -\frac{1}{k} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial m} + \vec{k} \frac{\partial \vec{u}}{\partial m} \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = c_\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial h} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \nabla h \right) - c_g \vec{k} \frac{\partial \vec{u}}{\partial s} \quad (3.7)$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (c_g + \vec{u}) \nabla_x \quad (3.8)$$

onde s é o deslocamento na direção de propagação, h a profundidade e m o deslocamento na perpendicular. O operador $\frac{d}{dt}$ refere-se à derivada total.

3.2.3. FORÇAMENTO PELO CAMPO DE VENTOS

Segundo Ris (1997), existem dois modelos de aproximação utilizados para descrever a transferência de energia do vento para a superfície do mar. Uma destas aproximações considera que o processo de interação entre o vento e as ondas resulta no crescimento destas de forma exponencial enquanto a outra considera um crescimento da energia da onda linear no tempo. O modelo SWAN conjuga então o efeito destes processos, sendo o seu resultado descrito na seguinte soma

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + BE(\sigma, \theta) \quad (3.9)$$

O termo independente de (3.9) corresponde ao crescimento linear da energia no tempo resultado de flutuações da pressão atmosférica induzidas pelo vento e a segunda parcela, $BE(\sigma, \theta)$, é relativa ao crescimento exponencial da energia. Ambos os termos dependem da frequência da onda, direção da onda, da velocidade do vento e da direção

do vento. Encontra-se esquematizado na Figura 3.2 o efeito do termo fonte relativo ao forçamento de um campo de ventos no espectro, tendo sido utilizado o espectro *JONSWAP* para efectuar os cálculos de $S_{in}(\sigma, \theta)$.

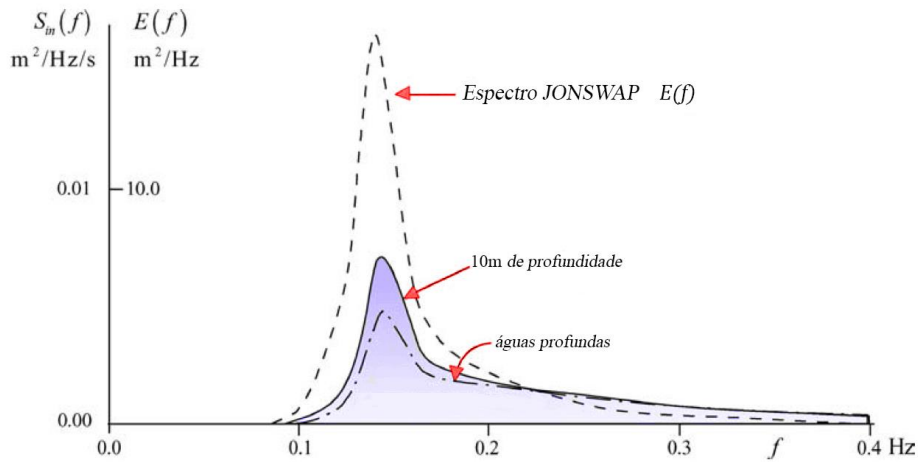


Figura 3.2 - Representação do efeito do termo fonte relativo ao forçamento de um campo de ventos no espectro. Adaptado de Holthuijsen 2007.

A velocidade introduzida no *SWAN* pelo utilizador é a velocidade medida a 10 metros de altura, U_{10} . Como as variáveis são escaladas e adimensionalizadas pela velocidade de atrito, u_* , é necessário relacionar estas duas velocidades através do coeficiente de arrasto C_D :

$$u_*^2 = C_D U_{10}^2 \quad (3.10)$$

A parametrização deste coeficiente foi proposta por Wu (1982).

$$C_D \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & \text{Para } U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065 U_{10}) \times 10^{-3} & \text{Para } U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3.11)$$

3.2.4. INTERAÇÃO NÃO LINEAR ONDA-ONDA

Em determinadas situações de agitação marítima, é de extrema importância a consideração da interação não linear entre ondas. Aquando da modelação em águas profundas a interação não linear entre quatro ondas torna-se mais relevante ao passo que em águas pouco profundas a interação não linear quase ressonante de três ondas tem uma posição mais preponderante.

As interações não lineares a três ondas (águas pouco profundas) transferem energia das frequências mais baixas para as frequências mais altas, gerando super-harmónicas (SWAN Team, 2008). Este processo pode alterar de forma significativa o espectro de variância, tal como se apresenta esquematicamente na Figura 3.3.

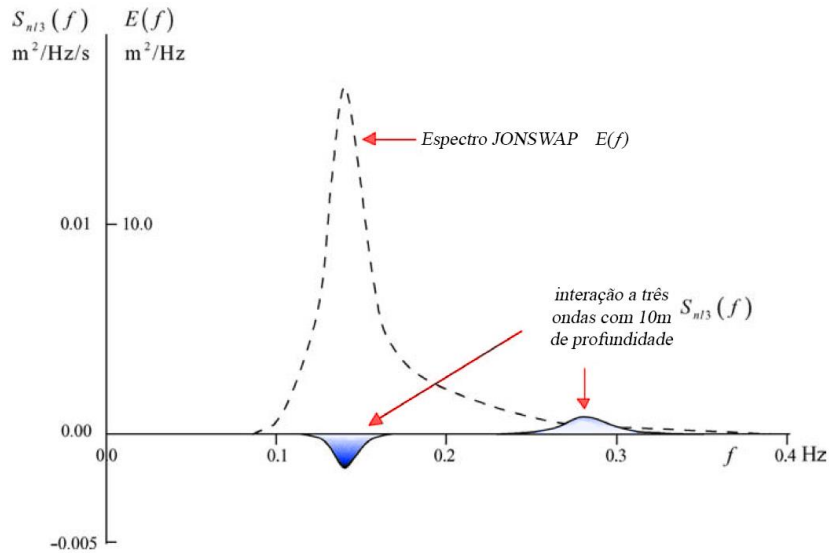


Figura 3.3 - Efeito das interações não lineares a três ondas no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007

Já no caso de águas profundas, as interações não lineares a quatro ondas dominam a evolução do espectro. Neste caso, devido a interações ressonantes com quatro ondas, observa-se uma transferência de energia do pico do espectro para frequências mais baixas e parcialmente para frequências mais elevadas. Encontra-se representado de uma forma esquemática na Figura 3.4 o efeito das interações referidas na reconfiguração do espectro de variância.

O SWAN descreve este tipo de interações a partir de duas formulações : a formulação WRT (*Webb-Resio-Tracy*) desenvolvida por van Vledder (2006) e a formulação DIA (*Discrete Interaction Approximation*) (Hasselmann et al., 1985).

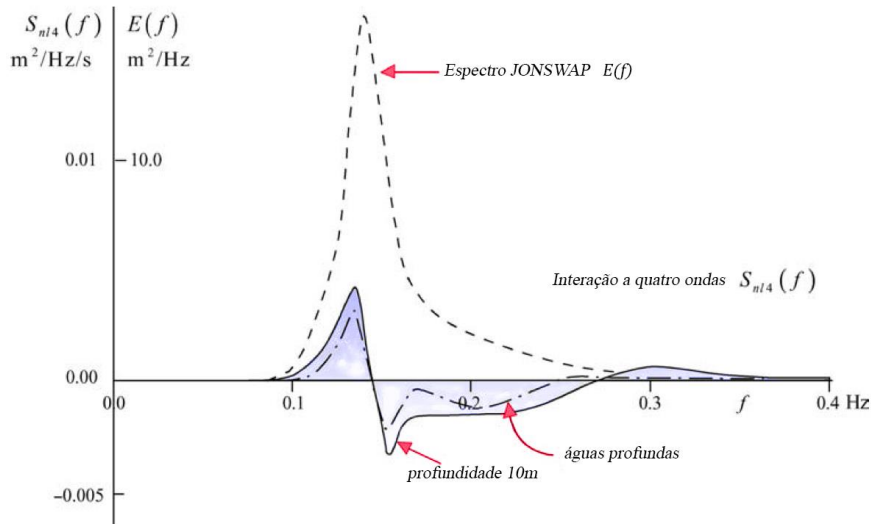


Figura 3.4 - Efeito das interações não lineares a quatro ondas no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007

3.2.5. DISSIPAÇÃO DE ENERGIA

No modelo *SWAN*, a dissipação de energia é traduzida em três fenômenos distintos, mais concretamente: dissipação por rebentação parcial (*White-capping*) $S_{diss,wc}(\sigma, \theta)$, dissipação por rebentação induzida pelo fundo $S_{diss,surf}(\sigma, \theta)$, e dissipação devida ao atrito do fundo $S_{diss,bfr}(\sigma, \theta)$.

i. Rebentação Parcial (*White-capping*)

A rebentação parcial está quase apenas relacionada com a declividade de onda e é representada no modelo *SWAN* através da formulação *pulse-based model* de Hasselmann (1974); *SWAN Team* (2008). A formulação acima referida pode ser escrita na seguinte expressão:

$$S_{diss,wc}(\sigma, \theta) = -\Gamma \bar{\sigma} \frac{k}{\bar{k}} E(\sigma, \theta) \quad (3.12)$$

Γ é um coeficiente relacionado com a declividade, k o número de onda, \bar{k} o número de onda médio e $\bar{\sigma}$ a frequência média.

À semelhança dos casos anteriores, na Figura 3.5 pode-se observar o efeito de dissipação de energia por rebentação parcial no espectro de variância.

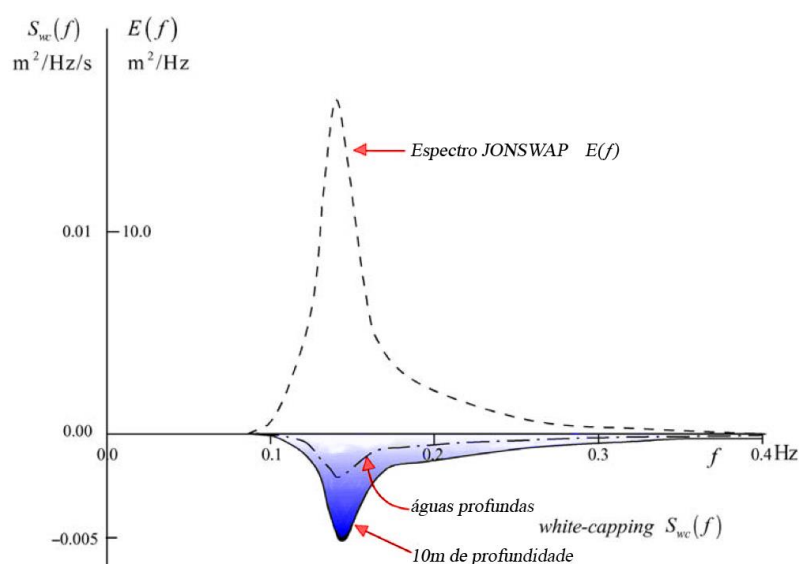


Figura 3.5 - Representação do efeito da rebentação parcial no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.

A referida formulação esteve na base do modelo de rebentação parcial de Komen e Hasselmann (1984). Este modelo pode ser considerado uma aproximação quasi-linear uma vez que depende apenas de valores integrais do espectro ($\bar{\sigma}, \bar{k}$), que configuram a declividade média.

De referir ainda que foi mais recentemente proposto um modelo por van der Westhuysen et al. (2007) para a dissipação de energia por *white-capping* no modelo *SWAN* que foi baseada na aproximação não linear desenvolvida por Alves e Banner (2003), com uma definição local no seio do espectro para a declividade, e não a declividade média estendida a todo o espectro

$$S_{diss,wc}(\sigma, \theta) = -C_{ds} \left(\frac{B(k)}{B_r} \right)^{\frac{p}{2}} (\tanh(kh))^{\frac{2-p_0}{4}} \sqrt{gk} E(\sigma, \theta) \quad (3.13)$$

Onde C_{ds} é um parâmetro ajustável da equação do coeficiente de declividade, Γ e B_r é um limiar definido com base na experiência e $B(k)$ calcula-se a partir da seguinte expressão:

$$B(k) = \int_0^{2\pi} c_g k^3 E(\sigma, \theta) \quad (3.14)$$

Com $B(k) < B_r$ não há rebentação, e quando $B(k) > B_r$ dá-se a rebentação e o exponencial p é alterado para um valor de calibração pré-definido. Esta formulação é ainda combinada com um termo de forçamento do vento distinto, baseado no proposto por Yan (1987).

ii. Atrito de Fundo

Com profundidades reduzidas, os movimentos orbitais das partículas são afectados pelo fundo. O atrito de fundo surge no contexto da transferência de energia como resultado da interação destas partículas com o fundo na camada limite.

Encontra-se representado na Figura 3.6 o efeito esquemático da dissipação de energia devido ao atrito de fundo na forma espectral.

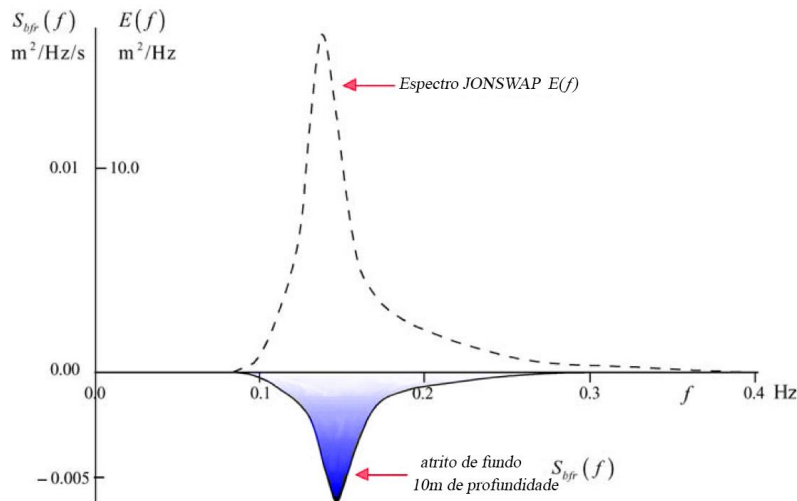


Figura 3.6 - Representação do efeito do atrito de fundo, em águas pouco profundas, no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.

O modelo SWAN formula esta dissipação através da seguinte forma

$$S_{diss,bfr} = -C_b \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2(kh)} E(\sigma, \theta) \quad (3.15)$$

onde C_b corresponde ao valor do coeficiente de atrito de fundo que pode ser alterado no código de entrada.

iii. Rebentação induzida pelo fundo

Com a diminuição da profundidade, a energia da onda começa a concentrar-se de tal forma que num dado instante a onda rebenta, dissipando assim toda a sua energia. Encontra-se na Figura 3.7 a representação da dissipação de energia devido à rebentação induzida pelo fundo.

No SWAN descreve-se o efeito da rebentação induzida pelo fundo através da seguinte expressão

$$S_{diss,surf}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) \quad (3.16)$$

onde D_{tot} representa a taxa média de dissipação de energia da onda por unidade de área. Este parâmetro encontra-se definido no SWAN a partir da teoria apresentada por Battjes e Janssen (1978), que propõem que seja definido pela seguinte expressão:

$$D_{tot} = \alpha_{BJ} Q_b \sigma_m \frac{H_{max}^2}{8\pi} \quad (3.17)$$

Nesta formulação $\alpha_{BJ} = 1$, Q_b corresponde à fração de ondas sujeitas a rebentação e H_{max} é o valor da altura máxima de onda para a qual não se dá a rebentação, definida por $H_{max} = \gamma h$ onde h representa a profundidade e γ , o parâmetro de rebentação. Segundo Holthuijsen (2007) este parâmetro toma o valor teórico de $\gamma = 0.78$, no caso de uma onda solitária propagando-se sobre fundo plano.

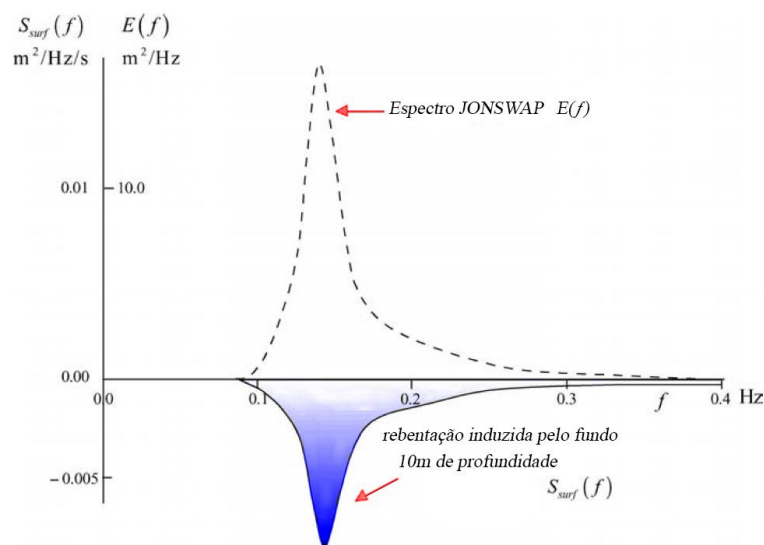


Figura 3.7 - Representação do efeito da rebentação induzida pelo fundo no espectro de variância. Adaptado de Holthuijsen 2007.

3.3. IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA

3.3.1. INTRODUÇÃO

Na utilização de modelos computacionais, uma das maiores preocupações está centrada no tempo de processamento. De acordo com esta ideia, a escolha de um esquema numérico apropriado torna-se crucial para que se possam obter resultados precisos num intervalo de tempo aceitável.

O modelo SWAN pode ser implementado em modo estacionário ou em modo não estacionário. Em linhas mais gerais, o modo estacionário corresponde à aplicação da equação 3.1, considerando o termo referente à variação temporal (Δt) constante sendo este removido da equação, enquanto em modo não estacionário este termo é mantido na equação, sendo os cálculos efetuados com recurso a iterações, com a definição de um passo temporal de cálculo.

Na aplicação deste modelo computacional, é necessário proceder à discretização temporal e espacial de uma forma adequada. A discretização do espaço é conseguida através de uma malha rectangular definida em coordenadas cartesianas sendo esta composta por células com dimensões Δx e Δy . A discretização temporal (apenas disponível para computações em modo não estacionário) é feita através da definição de um passo temporal de cálculo (Δt)

constante para a integração simultânea dos termos de propagação e termos de fonte. Finalmente, o espaço espectral é também discretizado em intervalos de constantes $\Delta\theta$ para cada banda de frequência.

Para se obterem soluções mais económicas em termos de cálculo computacional, é possível ainda a definição de limites mínimos e máximos a considerar para a direção e frequência. Tipicamente, os valores atribuídos correspondem a uma frequência mínima, $f_{min} = 0.04 \text{ Hz}$ e uma frequência máxima, $f_{max} = 1 \text{ Hz}$. As frequências que estejam abaixo da frequência mínima são consideradas nulas, enquanto as frequências que se verifiquem acima de f_{max} são impostas no espectro através de uma expressão analítica na forma f^m de forma a calcular as interações não lineares entre as ondas nas frequências mais elevadas. O valor de m é adotado no SWAN mediante a formulação escolhida para o termo associado ao forçamento pelo vento.

3.3.2. PROPAGAÇÃO

Considerando o critério de Courant – Friedrichs – Levy (CFL), sabe-se que a um passo temporal apenas deverá corresponder um avanço de uma célula em ambas as direções no espaço ($\Delta x; \Delta y$). Esta condição vai limitar diretamente as velocidades de propagação no espaço ($\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c_{g,x}}; \Delta t \leq \frac{\Delta y}{c_{g,y}}$). Este critério é utilizado na discretização nos esquemas numéricos explícitos e limita a escolha do passo temporal.

Devido à existência desta limitação nos esquemas explícitos, o modelo SWAN utiliza um esquema numérico implícito, resolvendo as equações ligadas ao processo de propagação recorrendo ao método das diferenças finitas. Num esquema numérico implícito, as derivadas da ação de densidade são calculadas no mesmo nível temporal de computação. Estes esquemas são, teoricamente, incondicionalmente estáveis sendo possível a escolha independente dos passos $\Delta x, \Delta y$ e Δt não se encontrando estes condicionados pelo critério CFL.

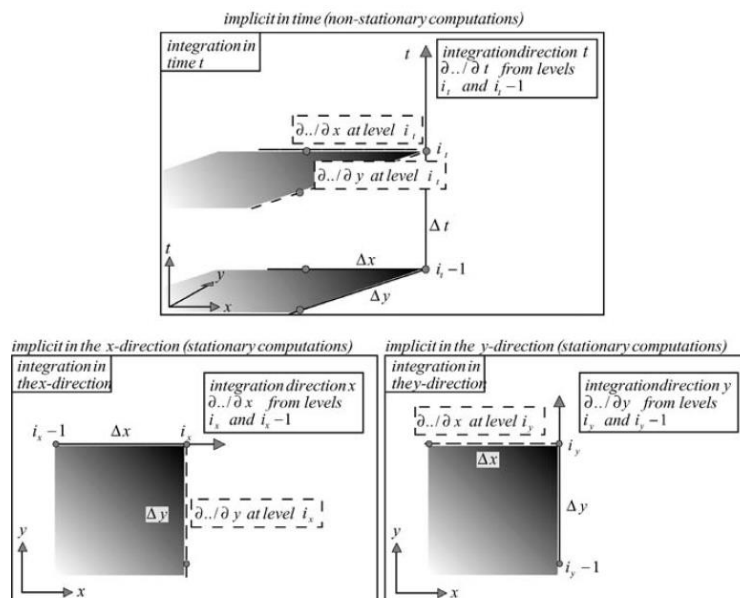


Figura 3.8 - Definição do adjetivo "implícito" no tempo e no espaço horizontal. (Adaptado de Holthuijsen 2007).

O modelo utilizado possibilita a escolha de três esquemas numéricos distintos a usar para a propagação das ondas no espaço geográfico e espectral, consoante as necessidades do utilizador na realização dos cálculos e dos resultados que deseja obter. Assim tem-se:

- O esquema SORDUP – *Second Order, UPwind* – Rogers et al. (2002) – corresponde a um esquema de segunda ordem, exclusivo para corridas em modo estacionário.

- Esquema S&M (Stelling e Leendertse, 1992) - esquema de segunda ordem exclusivo para corridas em modo não estacionário.

- Esquema BSBT (*Backward Space, Backward Time*) – que corresponde a um esquema de primeira ordem de diferenças retardadas, aplicável em modo estacionário ou não estacionário. Este é o esquema adotado por omissão no SWAN.

3.3.3. GERAÇÃO, DISSIPACÃO E INTERAÇÕES NÃO LINEARES ONDA-ONDA

As aproximações utilizadas referentes aos termos fonte (positivos) são diferentes das utilizadas para os termos sumidouro (negativos). Geralmente, estes termos são escritos na forma $S = \Phi E$, onde Φ se traduz num coeficiente que depende de parâmetros integrais do espectro das ondas. Este parâmetro é calculado no passo temporal anterior, quando associado a termos fonte:

$$S^n \approx \Phi^{n-1} E^{n-1} \quad (3.18)$$

No caso dos termos sumidouro, utiliza-se um esquema implícito, sendo os termos divididos consoante sejam fortemente não lineares, ou de fraca linearidade. O termo referente à rebentação induzida pelo fundo é o único que se considera fortemente não linear, e desta forma, esta é estimada ao nível n da iteração, a par com a aproximação linear do nível precedente:

$$S^n \approx \Phi^{n-1} E^n + \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)^{n-1} (E^n - E^{n-1}) \quad (3.19)$$

Com fraca linearidade, os restantes termos sumidouro, são calculados no mesmo nível de aproximação, apenas com a substituição do termo $\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)^{n-1}$ por $\left(\frac{S}{E}\right)^{n-1}$:

$$S^n \approx \Phi^{n-1} E^n + \left(\frac{S}{E}\right)^{n-1} (E^n - E^{n-1}) \quad (3.20)$$

Considerando agora que $S = \Phi E$, a última equação descrita fica na forma:

$$S^n \approx \Phi^{n-1} E^n \quad (3.21)$$

3.4. PROCEDIMENTOS DE PRÉ E PÓS-PROCESSAMENTO

O modelo SWAN não possui qualquer interface gráfica ao dispor dos seus utilizadores, pelo que é de extrema importância a eficaz organização e sistematização de processos no que diz respeito à alocação de ficheiros.

Em primeiro lugar, e lembrando os *inputs* utilizados neste trabalho, foram introduzidos no SWAN, a batimetria incluída no domínio de cálculo, dados de agitação ao largo, um campo de ventos, um campo de correntes e a grelha de atrito do fundo, ainda que constante.

Começando pela batimetria, esta é inserida no SWAN fazendo corresponder a cada ponto da respectiva malha um valor de profundidade, sendo isto conseguido através de listas ordenadas (ficheiros *.txt*). A mesma lógica se aplica

à grelha de atrito no fundo, que a cada ponto do domínio escolhido faz corresponder um valor do coeficiente de atrito do fundo.

Os dados de agitação ao largo são introduzidos também através de uma lista ordenada sob a forma de ficheiro de texto, mas desta feita, em termos temporais, ou seja, no caso do presente trabalho, para cada hora são necessários valores da altura significativa, período médio e direção de onda. Os valores de agitação ao largo foram obtidos através do modelo de águas profundas *WWIII* e são aplicados nas fronteiras computacionais definidas.

O campo de ventos segue também a mesma metodologia de introdução da batimetria, ou até do atrito do fundo. Desta feita, para cada ponto do domínio computacional, faz-se corresponder um valor de velocidade do vento a 10m de altura no eixo dos xx , u_x , e uma velocidade também a 10m de altura no eixo dos yy , u_y . Os dados em bruto da velocidade do vento utilizados no presente trabalho estavam na forma velocidade-direção, com uma resolução temporal de 1 hora, pelo que foi necessária a conversão deste par de parâmetros para u_x e u_y . Para cada hora há um ficheiro de texto com valores ordenados da velocidade do vento em cada ponto do domínio.

Analogamente ao campo de ventos, o campo de correntes é também definido como uma grelha. A cada ponto dessa grelha correspondem dois valores: a velocidade em xx e em yy . E como no caso do campo de ventos, existem também tantos ficheiros da velocidade de correntes quantas horas durar o período de estudo, visto que a resolução temporal do campo de correntes obtido através do modelo *SisBaHia* é também de 1h.

A georeferenciação e o estabelecimento das dimensões do domínio de cálculo pode ser feita através de coordenadas geográficas (latitude e longitude) ou cartesianas (X , Y). Para o caso das coordenadas cartográficas, o utilizador deverá definir o ponto de origem (0, 0) consoante o sistema de projeção cartográfico utilizado.

O campo direcional de ventos, ondas e correntes tem também várias formas de ser interpretado pelo modelo *SWAN* que dá a opção de escolha entre a convenção náutica e cartesiana. Na convenção náutica a medição é feita a partir do Norte geográfico e no sentido horário (*clockwise*) até à direção de onde os ventos, ondas ou correntes provêm, enquanto na convenção cartesiana, o Norte é substituído pelo eixo dos xx , e partir deste mede-se, no sentido anti-horário, a direção para onde o vento sopra.

O modelo *SWAN* pode ser explorado em modo estacionário ou em modo não estacionário. Como já foi explicado, o modo não estacionário considera a derivada parcial em ordem ao tempo na equação do balanço de ação, pelo que se define nos ficheiros de input um passo temporal de cálculo, sendo apenas necessário um ficheiro de input para cada malha de cálculo. Já no caso do modo estacionário, visto que esta derivada é removida da referida equação, é necessária a definição de tantos ficheiros de input (para cada malha) quantas as divisões de tempo consideradas no período de cálculo, ou seja, tomando em consideração um dos períodos de cálculo considerados neste trabalho, assim como as malhas utilizadas. Por exemplo, para um período de 8 dias são necessários 3 ficheiros de input, por cada hora passada neste período: 3 malhas x 24 horas x 8 dias = 576 ficheiros de input.

Como se pode concluir, e sendo que o *SWAN* não possui qualquer interface gráfica incorporada, a realização manual destes ficheiros iria corresponder a um trabalho extremamente demorado e repetitivo pelo que para a geração destes ficheiros de input se recorre ao pacote de *software* SOPRO (Pinheiro et al., 2007). Este corresponde a um programa de interface gráfica criado especificamente para o modelo *SWAN* e desenvolvido no Laboratório Nacional de Engenharia Civil. Através desta interface gráfica é possível a alocação da batimetria, definição das grelhas de cálculo computacional, os processos físicos como o atrito no fundo ou a formulação de *whitecapping*,

introdução do campo de ventos, agitação ao largo e correntes, sendo que permite ainda a definição dos pontos onde se pretende obter os parâmetros das ondas calculadas, afim de se proceder à comparação com as medições *in situ*.

4. CASO DE ESTUDO – O ESTUÁRIO DE DIOGO LOPES, BRASIL

4.1. ENQUADRAMENTO GEOGRÁFICO

O estuário de Diogo Lopes situa-se entre as cidades de Macau e Guamaré, no estado do Rio Grande do Norte, Brasil. Em primeiro lugar será de referir que foi utilizado o sistema de coordenadas cartográficas (X; Y) *UTM* (*Universal Transverse Mercator*) para efeitos de referência geográfica. O domínio de cálculo situa-se na zona 24M desta mesma projeção, como se pode verificar na Figura 4.1 destacado a amarelo.

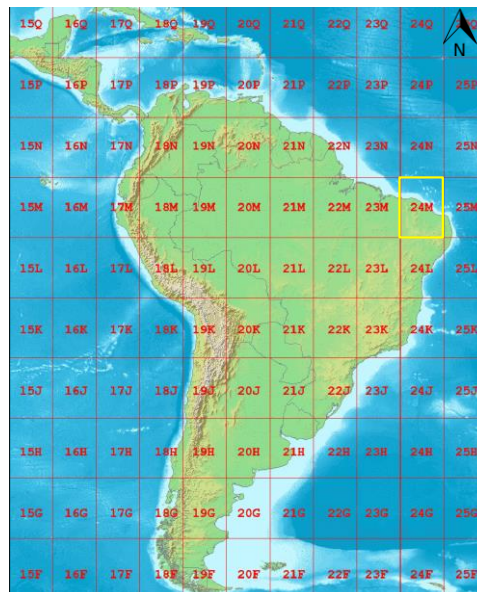


Figura 4.1 - Divisão da América do Sul por zonas UTM. Adaptado de [2].



Figura 4.2 - Localização de Diogo Lopes no estado do Rio Grande do Norte. Adaptado *Google Maps*.

Esta zona do nordeste brasileiro possui uma morfologia costeira bastante heterogênea de planta recortada devido aos processos de erosão e transporte de sedimentos, causados principalmente pela forte agitação marítima, ventos locais e correntes.

Apresenta-se na Figura 4.3, a zona de estudo considerada neste trabalho.

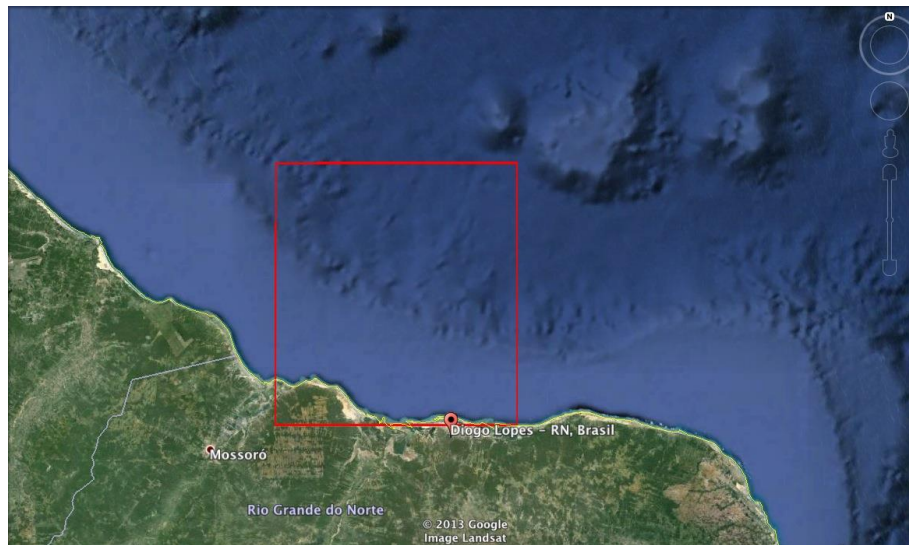


Figura 4.3 – Zona de Estudo. Adaptado Google Earth

A batimetria nesta zona, Figura 4.4, possui linhas batimétricas aproximadamente paralelas à linha de costa, com profundidades a variarem entre 0 e 20 m na zona mais próxima da costa, até cerca de 40 km de distância, onde se verifica um aumento abrupto das profundidades, passando a verificar-se profundidades entre os 200 e os 2000 m.

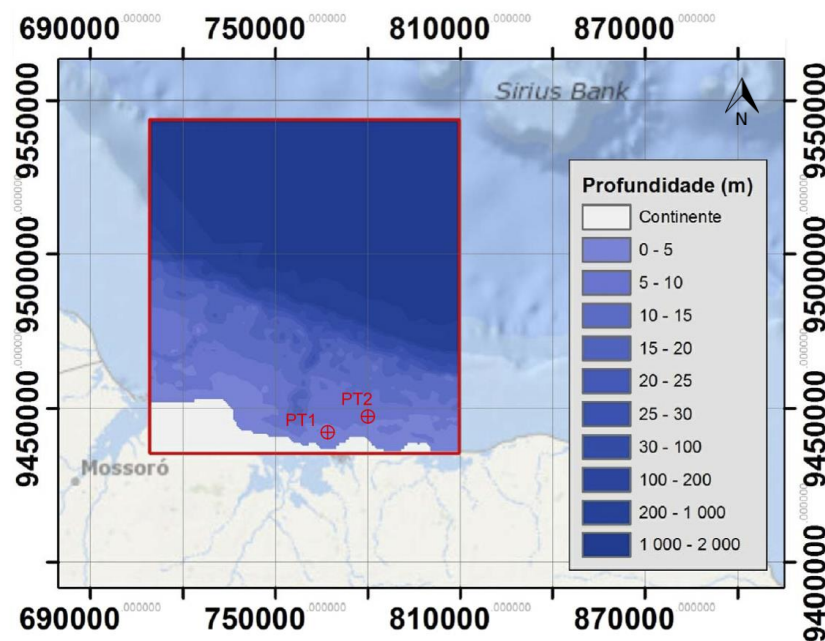


Figura 4.4 - Batimetria da área de estudo e localização dos pontos de medição.

4.2. DADOS DISPONÍVEIS

4.2.1. MEDIÇÕES *IN SITU*

O presente estudo focou-se no melhoramento da definição das condições de aplicação do modelo *SWAN* nesta região, tendo em conta as suas características climáticas, mas também os dados que estão disponíveis, mais precisamente, as medições de vento (velocidade) na estação meteorológica de Macau, as medições de altura,

período e direção de onda *in situ* efetuadas através de dois aparelhos AWAC, as condições de agitação ao largo e as correntes que se fazem sentir na zona de estudo.

A aplicação do modelo SWAN à zona de estudo foi efectuada em dois períodos distintos durante o mês de Dezembro do ano de 2010, tendo sido comparados valores obtidos em dois pontos junto à costa (PT1 e PT2). Estes dois pontos representam a localização de dois perfiladores acústicos de correntes e ondas AWAC (*Acoustic Wave and Current Meter*) AST versão 1.38 (NORTEK AS) que foram aí fundeados com o objetivo de medir as características da agitação marítima e correntes no período de outubro de 2010 a março de 2011. A localização destes pontos encontra-se Figura 4.4.

Os aparelhos foram fundeados a 5 e 9 metros de profundidade, em relação ao nível médio, nos pontos de coordenadas geográficas apresentadas na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Coordenadas (X,Y), profundidades e distância à costa dos aparelhos AWAC.

	X	Y	Profundidade (m)	Distância à costa (km)
PT1	766768E	9441999N	5	4
PT2	779765E	9447091N	9	8

A partir dos dados em bruto medidos com estes sensores (série temporal da elevação da superfície livre do mar), Matos (2013) estimou os valores das alturas significativas, períodos médios e direções de onda nos dois pontos, para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010 apenas existem medições consistentes no ponto PT2.

O sistema básico destes sensores consiste na transmissão de um sinal acústico de curta duração (*Acoustic Surface Tracking – AST*), orientado na vertical em direção à superfície do oceano, sendo utilizada a diferença de tempo entre a transmissão e recepção da reflexão de superfície para gerar uma série temporal de elevação da superfície.

A direção de onda é calculada através da combinação do sistema AST com a medição da velocidade orbital utilizando os quatro feixes do sensor. Deste modo gera-se uma matriz de variância, co-variância e os seus dados podem ser processados para estimar os espectros direcionais de onda.

4.2.2. CAMPO DE VENTOS

A zona de Diogo Lopes (Costa do Tubarão) é caracterizada por possuir um regime de alternância entre brisa marítima e brisa terrestre. A brisa marítima atinge velocidades tipicamente superiores às atingidas pela brisa terrestre. Desta forma, é de esperar que o estado de mar seja mais afectado pelos ventos locais do que propriamente pela ondulação (*swell*) incidente. No entanto, em algumas situações, a sua consideração é essencial pois os dois tipos de estado de mar coexistem.

Pelas razões atrás mencionadas foram utilizados dados de velocidade e direção do vento medidas na estação meteorológica de Macau nos períodos de 11 a 12 e de 20 a 27 de Dezembro de 2010. No entanto, deve ser levado em consideração o facto de apenas se ter acesso a um único ponto de medição do vento em todo o domínio. Tal equivale a considerar que o vento é constante em todo o domínio, variando apenas de hora a hora.

Tendo em conta que as medições acima mencionadas foram efetuadas a 4m de altura, é necessário efetuar uma correção da velocidade do vento para o nível de referência de 10m de altura. Para este efeito, utilizou-se a expressão que se segue, tal como em U S Army Corps of Engineers (2002) que constitui a lei da potência, uma boa aproximação do perfil logarítmico para esta gama de alturas. Encontra-se representados da Figura 4.5 à Figura 4.8 as condições de vento presentes na Estação Meteorológica de Macau. Será de referir agora a alternância entre brisa marítima e terrestre que se consegue observar nas referidas figuras.

$$U_{10} = U_z \left(\frac{10}{z} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (4.1)$$

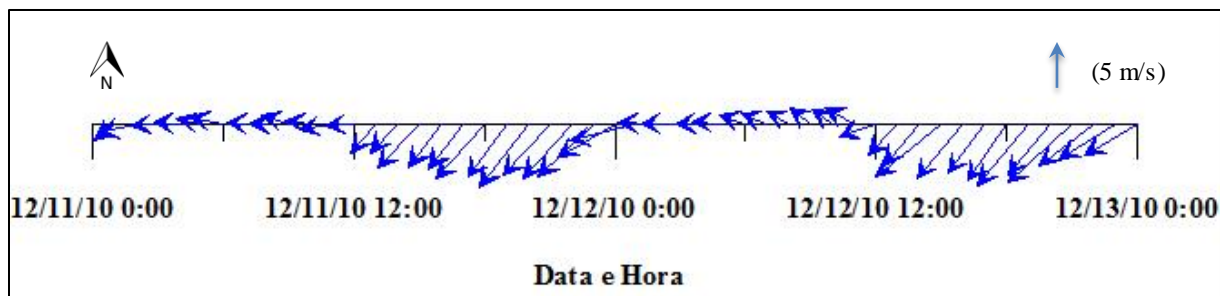


Figura 4.5 - Direção e Magnitude da velocidade do vento no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

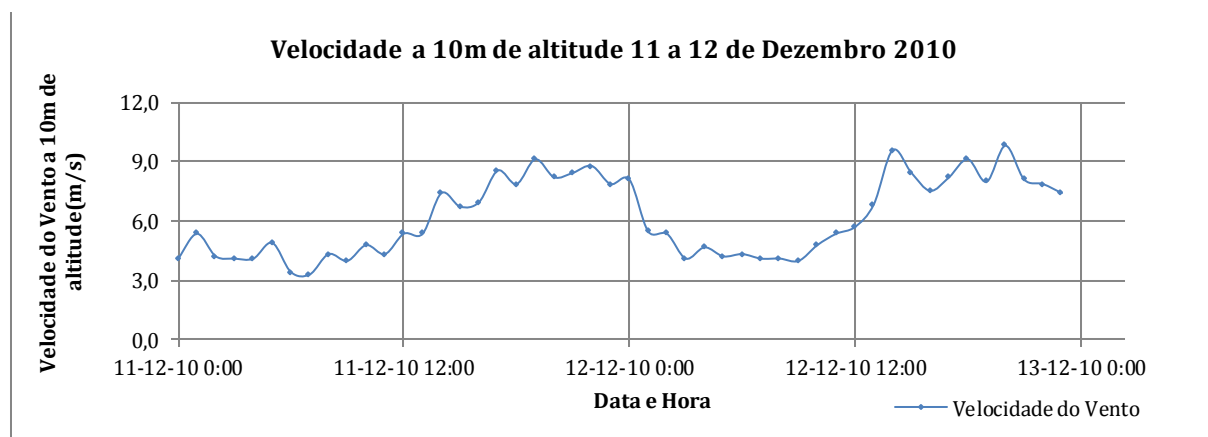


Figura 4.6 – Magnitude da Velocidade do vento no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

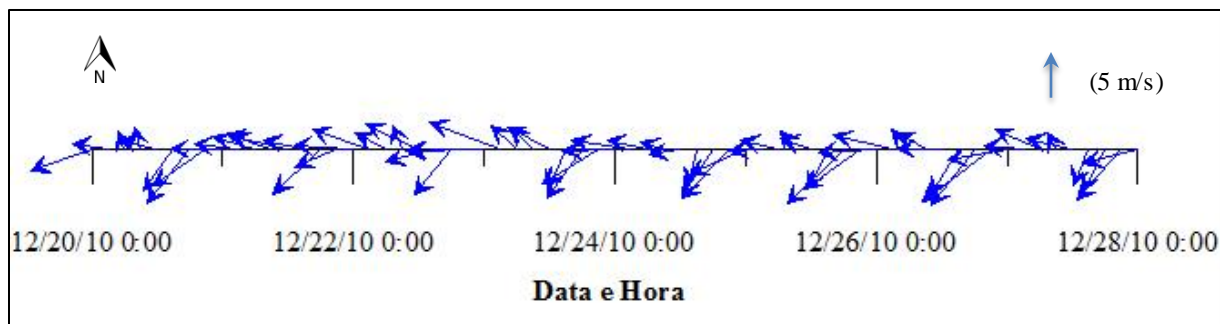


Figura 4.7 - Direção e Magnitude da velocidade do vento no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

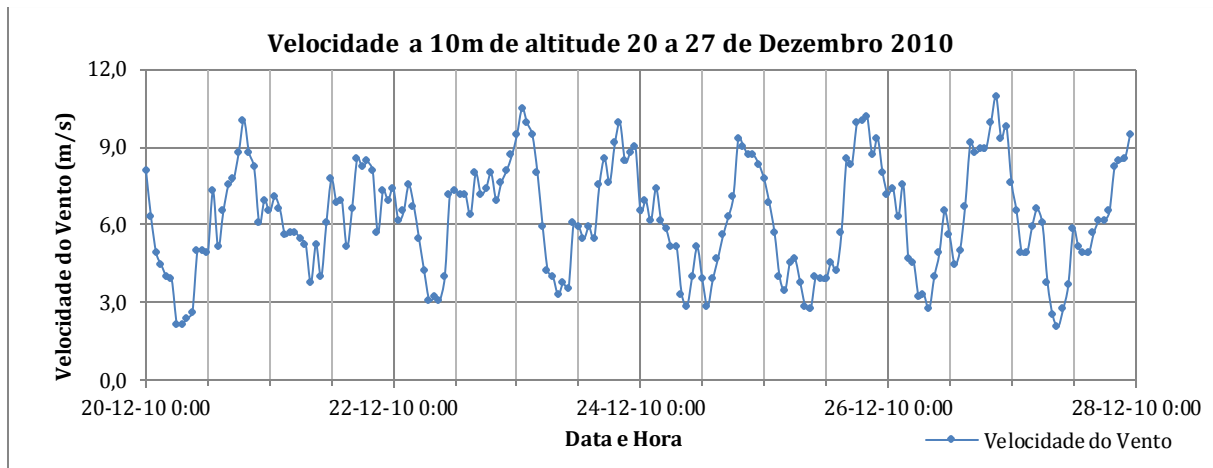


Figura 4.8 – Magnitude da Velocidade do vento no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

Pode observar-se na Figura 4.9 e na Figura 4.10 a relação entre a magnitude do vento e a altura significativa medida nos períodos de 11 a 12 e 20 e 27 de Dezembro de 2010, confirmando o regime de alternância entre brisa terrestre e brisa marinha.

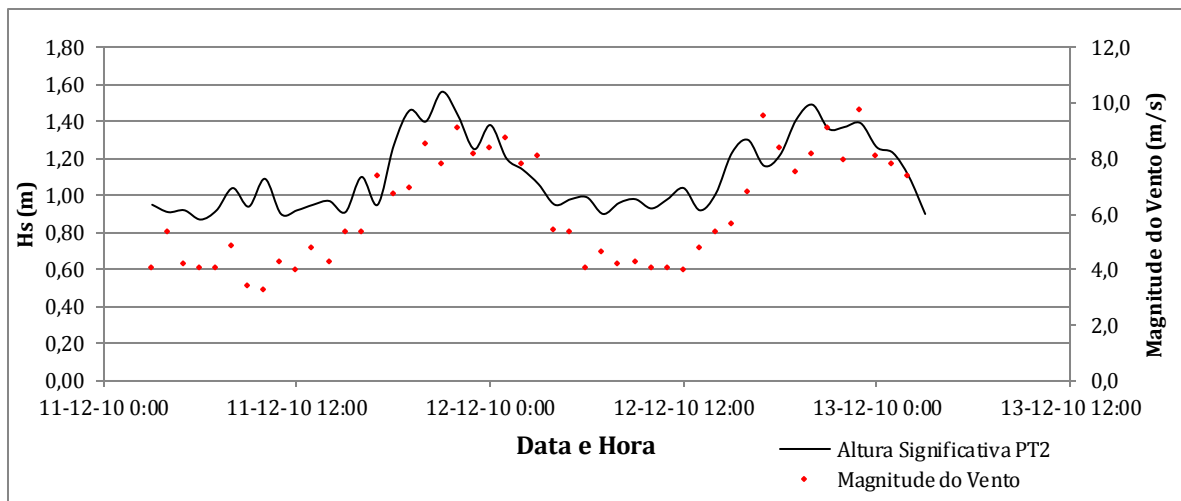


Figura 4.9 - Altura Significativa medida em PT2 em comparação com a magnitude do vento. Período de 11 a 12 de Dezembro de 2010.

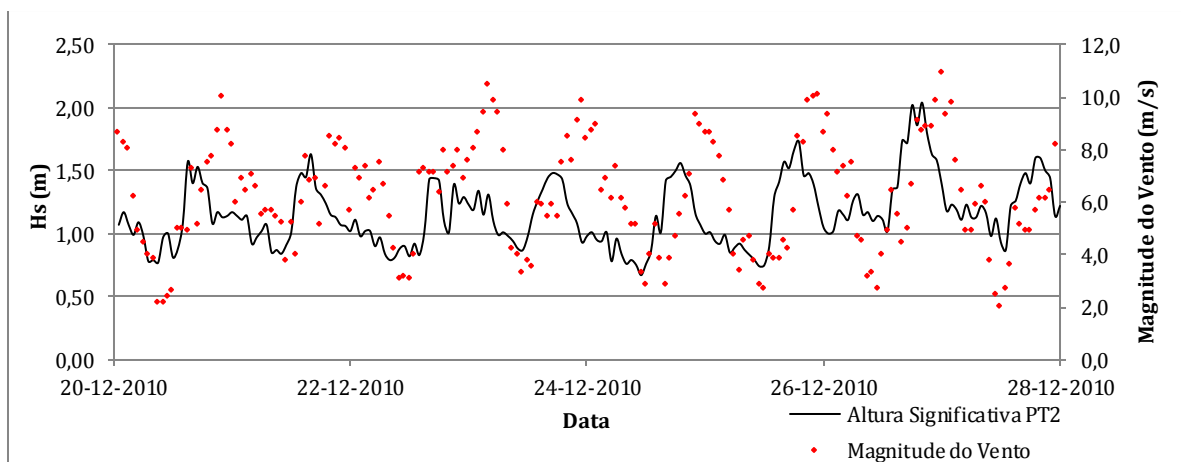


Figura 4.10 - Altura Significativa medida em PT2 em comparação com a magnitude do vento. Período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.

4.2.3. AGITAÇÃO AO LARGO

Os dados de agitação marítima ao largo, utilizados como condições de fronteira do domínio computacional foram obtidos recorrendo ao modelo de terceira geração *Wavewatch III* (Tolman, 2002) nos períodos de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010. Foram fornecidos dados de altura de onda, período e direção ao largo em apenas um ponto (Figura 4.11), uma vez que a resolução espacial do modelo *Wavewatch III* (WWIII) nesta zona é bastante reduzida. Como se poderá verificar mais a frente, a direção predominante de onda nos períodos estudados é de N/NNE, pelo que no modelo *SWAN* apenas se consideraram condições de fronteira na fronteira Norte e Este, tendo sido consideradas nulas as condições de fronteira nas restantes extremidades do domínio exterior. De seguida (da Figura 4.12 à Figura 4.17) encontra-se representada a evolução, ao longo dos períodos acima mencionados, dos parâmetros referentes à ondulação (*swell*) calculados pelo modelo WWIII.

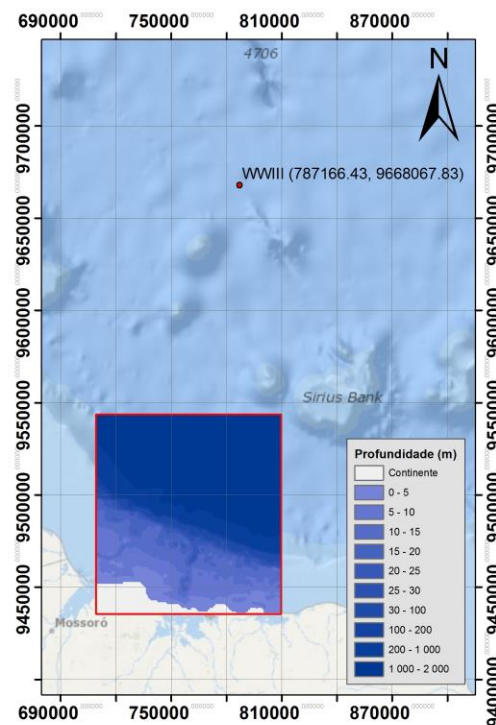


Figura 4.11 - Ponto de cálculo do WWIII

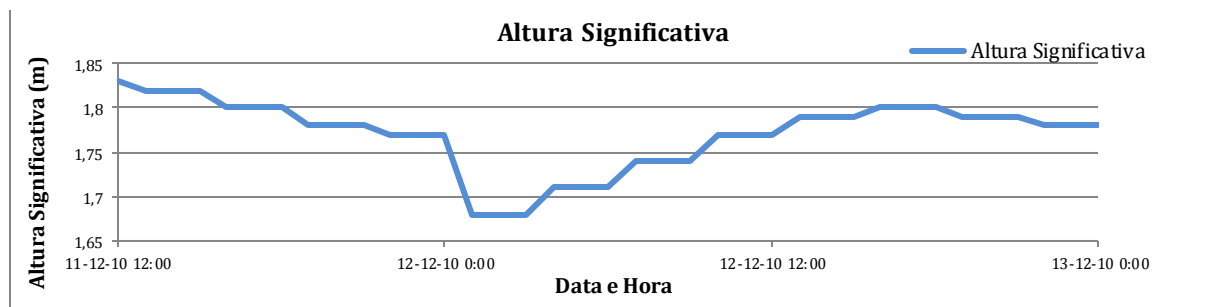


Figura 4.12 - Altura significativa de onda no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

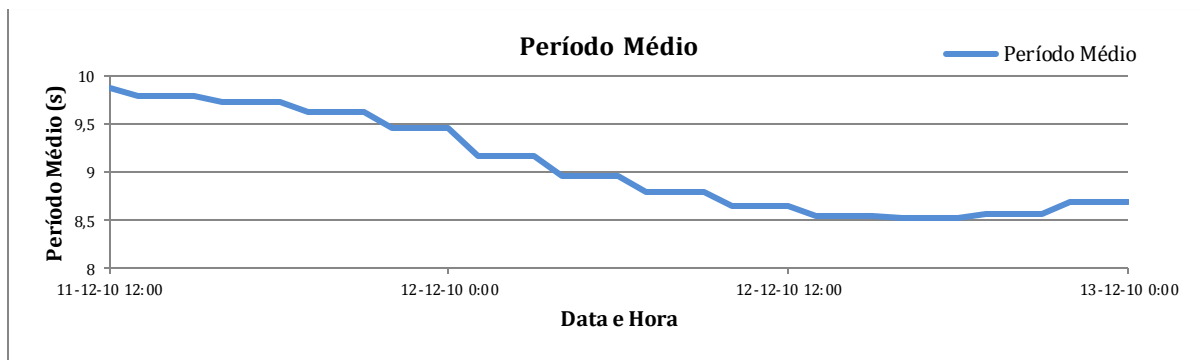


Figura 4.13 - Período médio de onda no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

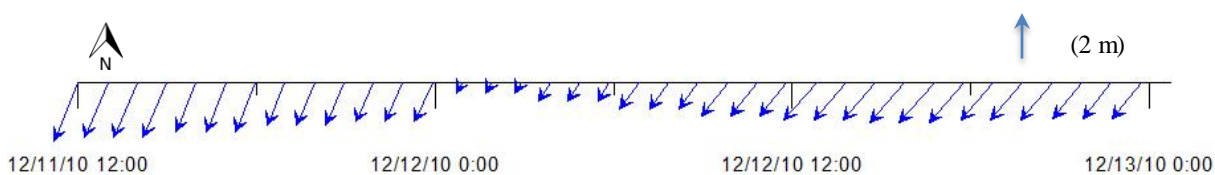


Figura 4.14 - Direção média de onda para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

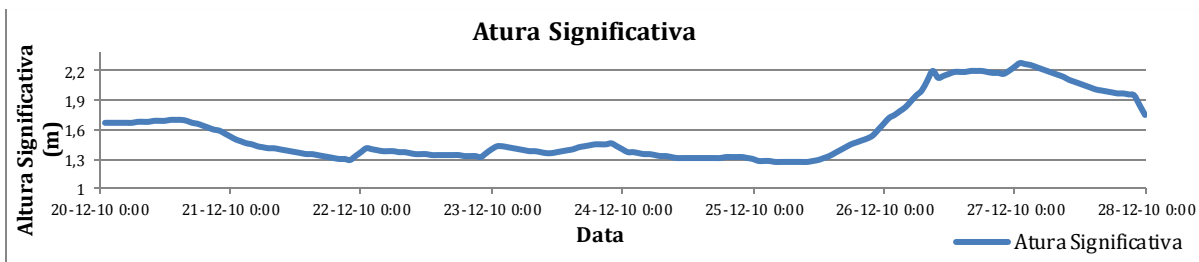


Figura 4.15 - Altura significativa de onda para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

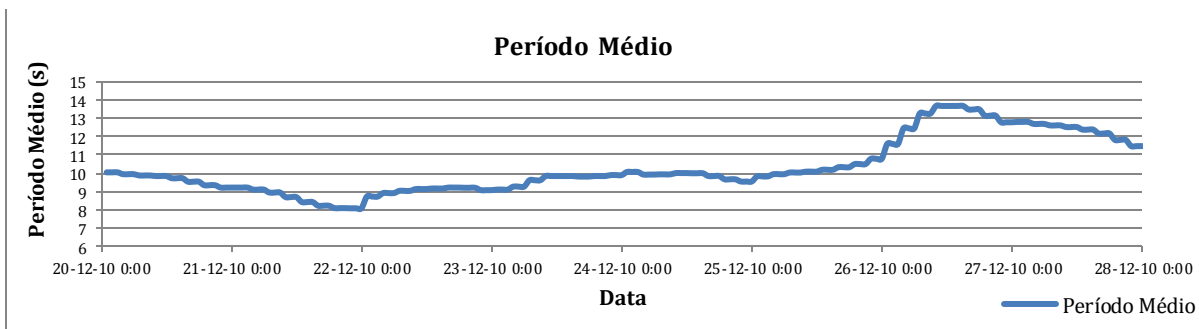


Figura 4.16 - Período Médio de onda no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

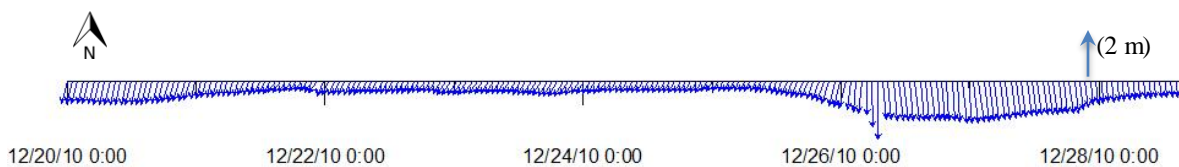


Figura 4.17 - Direção média de onda no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

4.2.4. CAMPO DE CORRENTES

Um dos principais objectivos do presente trabalho é a introdução de correntes no modelo *SWAN*, sendo testada esta nova introdução em diferentes condições de cálculo. Com efeito, em trabalhos anteriores, verificou-se que os períodos calculados pelo modelo *SWAN* eram mais baixos do que os medidos *in situ*, razão pela qual se optou no presente trabalho pela exploração da consideração de um campo de correntes na área em que esta consideração não se possa considerar desprezável. Para este efeito, recorreu-se ao modelo *SISBAHIA* (Sistema Base de Hidrodinâmica Ambiental) (Rosman, 2000), que corresponde a um sistema de modelos computacionais registado pela Fundação Coppetec, órgão gestor de contratos de pesquisa do COPPE/UFRJ – Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós Graduação e Pesquisa de Engenharia (COPPE) da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ).

O modelo *SISBAHIA* foi implementado em 1987 e tem sido melhorado desde então, com aplicações específicas em várias teses de mestrado e doutoramento, assim como em projetos de pesquisa. Este modelo é composto por vários módulos. O módulo mais relevante para o presente trabalho é o módulo Hidrodinâmico. Para mais informações referentes aos restantes módulos do *SISBAHIA* ver Rosman (2000).

O módulo Hidrodinâmico é um modelo de circulação hidrodinâmica 3D ou 2DH, que foi desenvolvido para a representação de escoamentos em domínios naturais com geometria complexa, com a discretização espacial via elementos finitos quadráticos. Todas estas características podem variar dinamicamente no tempo e no espaço. A modelação da turbulência multi-escala encontra-se baseada na Simulação de Grandes Vórtices (*Large Eddy Simulation*).

Os dados utilizados no presente trabalho foram fornecidos pela Universidade Federal do Rio Grande do Norte, local onde se correu o modelo *SISBAHIA* para os períodos de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010 nos domínios interiores de cálculo. Foi entretanto necessário o tratamento destes dados, de maneira a serem compatibilizados com a resolução das malhas do *SWAN*, estando estes dados organizados em ficheiros de texto (*.txt*) existindo dentro de cada ficheiro correspondente a cada hora do período de cálculo, os valores de velocidade em x (u_x) e em y (u_y) das correntes calculadas pelo modelo *SISBAHIA*.

4.2.5. NÍVEL DE MARÉ

O nível de maré constitui uma importante condicionante na medição da altura de onda, uma vez que as suas variações são bastante acentuadas na zona em estudo, chegando a ultrapassar amplitudes de 2 m. Os dados do nível de maré de preia-mar e baixa-mar nos períodos estudados foram fornecidos pela Diretoria de Hidrografia e Navegação (DHN) de Macau. Procedeu-se posteriormente à adaptação de uma função sinusoidal para que fosse possível a introdução de níveis de maré de hora a hora no modelo *SWAN*, como se pode verificar nas Figuras 4.18 e 4.19.

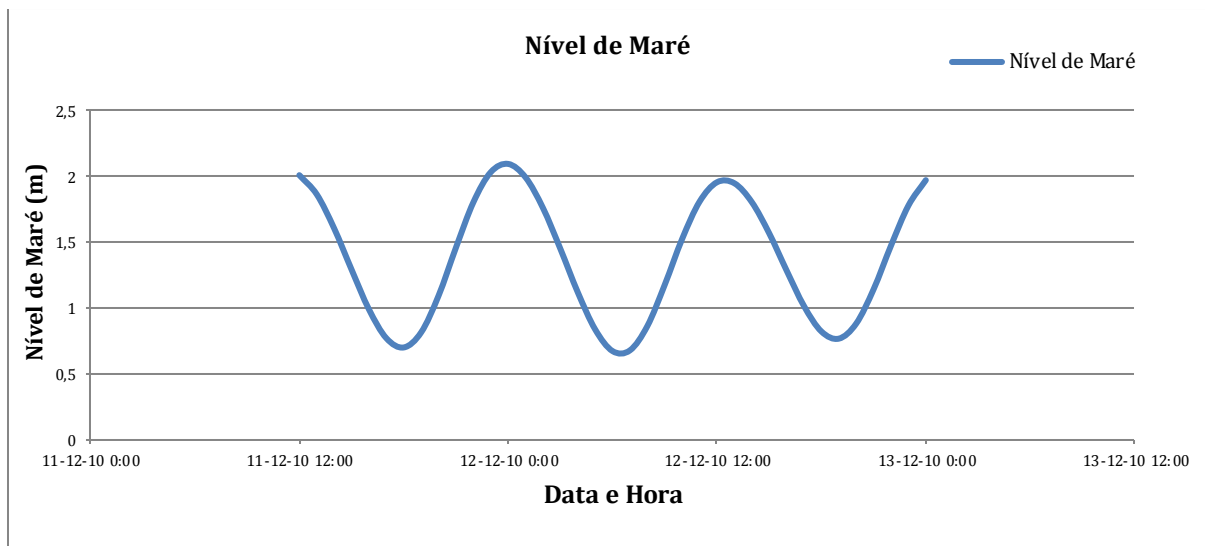


Figura 4.18 - Nível de Maré nos dias 11 e 12 de Dezembro de 2010

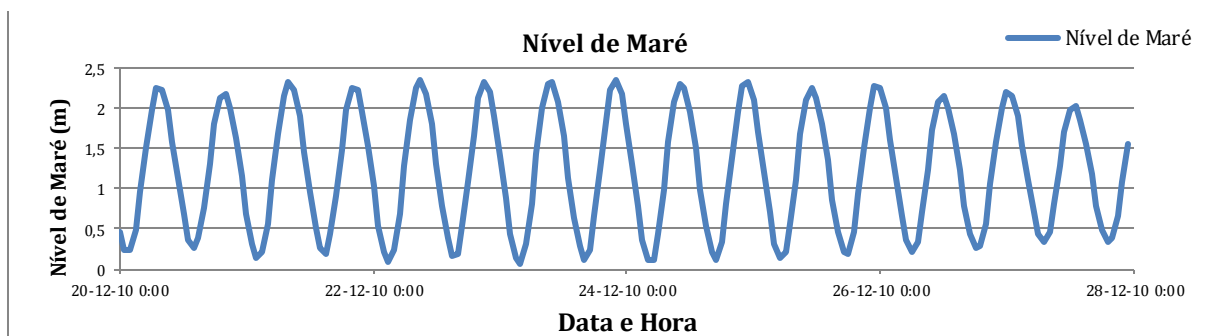


Figura 4.19 - Nível de Maré para 20 a 27 de Dezembro de 2010

4.3. CONDIÇÕES DE APLICAÇÃO DO MODELO SWAN

4.3.1. DOMÍNIO DE CÁLCULO

A definição do domínio de cálculo do presente trabalho levou em consideração os dados de batimetria disponíveis na zona de Diogo Lopes e teve também como base a batimetria utilizada em trabalhos realizados anteriormente por Ângelo (2012) e Matos (2013). No entanto, a fronteira de mar foi alargada com vista a mitigar alguns possíveis erros provenientes da consideração das condições de agitação ao largo em águas menos profundas em algumas partes da fronteira de mar da anterior grelha.

Desta forma, o domínio de cálculo é constituído por três malhas regulares encaixadas com diferentes resoluções. A malha exterior tem uma dimensão de 99.5x107.5 km, com origem no ponto de coordenadas UTM (709869E; 9436260N) e ocupa uma extensão litoral compreendida entre as localidades de Macau e Guimarães com uma resolução de 1000x1000 m. Dentro desta grelha foi definida uma malha intermédia com origem no ponto (750000E; 9440000N), dimensão de 50x20 km, resolução em x de 500 m e em y de 250 m. Por fim, a grelha interior tem uma dimensão de 30x10 km, origem no ponto (765000E; 9440000N) e possui uma resolução espacial de 100x50 m.

Encontram-se sintetizados na Tabela 4.2 a referência geográfica das grelhas utilizadas no modelo *SWAN*, e na Figura 4.20 a sua localização no mapa.

Tabela 4.2 - Coordenadas das malhas utilizadas no modelo *SWAN*.

Domínios	Origem (x,y) (m)	Dimensões (km)	Δx (m)	Δy (m)
Malha Exterior (" <i>Main</i> ")	(709869, 9436260)	99.5x107.5	1000	1000
Malha Intermédia (" <i>Nested</i> ")	(750000, 9440000)	50x20	500	250
Malha Interior (" <i>Nested1</i> ")	(765000, 9440000)	30x10	100	50

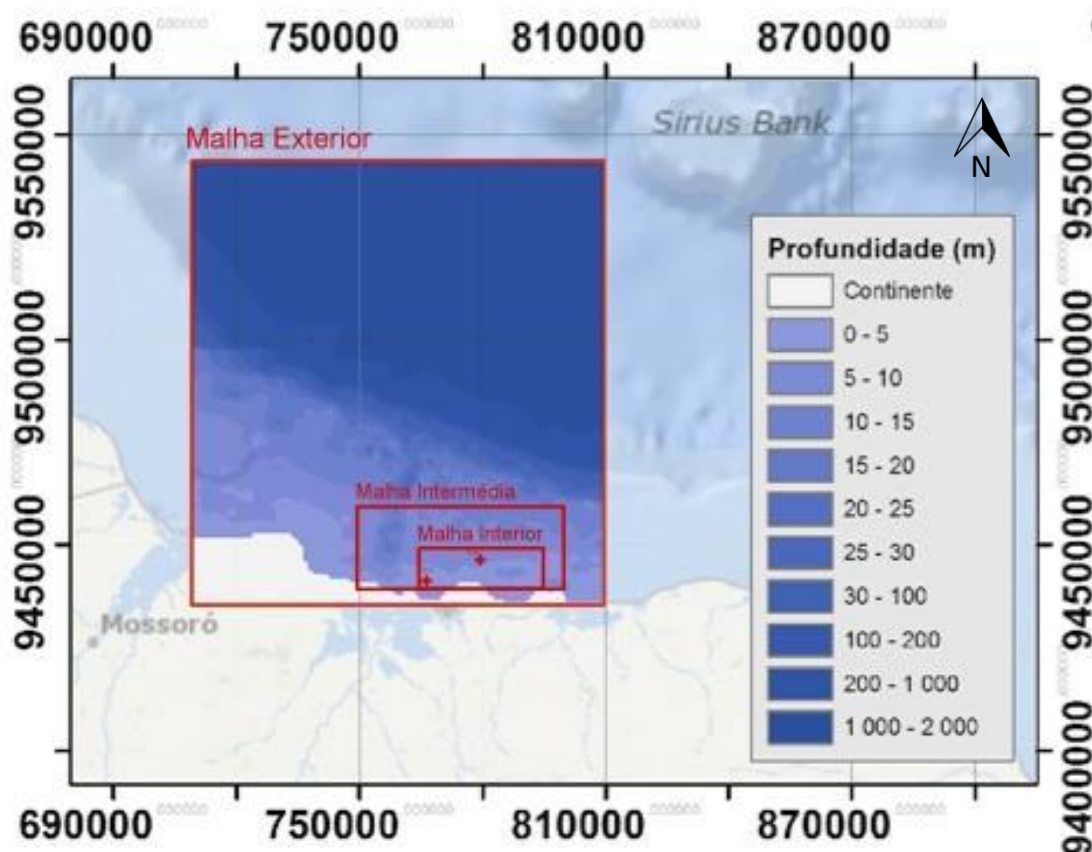


Figura 4.20 - Localização das malhas e pontos de medição.

A razão pela qual se utilizam malhas encaixadas prende-se com o tempo de computação. O modelo *SWAN* necessita das condições de fronteira de cada malha ao efetuar os cálculos, que no caso da malha exterior correspondem às condições de agitação ao largo. Na malha intermédia são consideradas como condições de fronteira, os parâmetros calculados na malha exterior, e a malha interior os parâmetros calculados na malha intermédia. As malhas interiores possuem uma maior resolução para que se obtenham resultados mais precisos nos pontos desejados (PT1 e PT2) que, como se pode verificar na Figura 4.20, se encontram dentro da malha interior. Ao adoptar-se esta metodologia economiza-se tempo de computação, uma vez que só nas partes cruciais do domínio de cálculo é que se adopta uma resolução elevada.

No que diz respeito ao espaço espectral, foi considerada uma discretização das frequências em $\Delta f = 0.04\text{Hz}$ com uma resolução direcional de $\Delta\theta = 4^\circ$.

4.3.2. CARACTERÍSTICAS DAS SIMULAÇÕES

A execução do modelo *SWAN*, versão *SWAN 40.72*, requer a introdução de diferentes dados de base, referentes às variáveis físicas que caracterizam a agitação ao largo, os ventos, as marés e as correntes, nomeadamente:

- Utilização dos dados de ventos da estação meteorológica de Macau no período de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010 após correção para 10 m, ver 4.2.2. O campo de ventos foi considerado constante em todas as malhas computacionais;
- Utilização como condições ao largo do *SWAN* as fornecidas pelo modelo de geração *Wavewatch III* (Tolman, 1999), parâmetros HS, TP e DIR, para o período de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010, de hora a hora, ver 4.2.3;
- Utilização dos dados de marés de hora em hora no período de 11 a 12 e 20 a 27 de Dezembro de 2010, ver 4.2.5;
- Utilização das velocidades das correntes, calculadas pelo *SisBaHiA* (ver 4.2.4), nas malhas interiores do domínio computacional (*Nested* e *Nested1*) pois é nesta área que a interação entre ondas e correntes é mais evidente. Esta interação é traduzida principalmente na alteração da velocidade de propagação das ondas em relação ao meio onde se deslocam, ou por outras palavras, verifica-se o efeito de *Doppler*.

Os restantes parâmetros do *SWAN* foram mantidos constantes para todas as corridas do *SWAN*:

- Para os fenómenos físicos, foi considerada difração, interação onda-onda tripla e quádrupla, atrito de fundo introduzido segundo a expressão semi-empírica de *JONSWAP*, rebentação induzida pelo fundo e rebentação parcial por excesso de declividade (*whitecapping*), tendo sido utilizada a formulação de van der Westhuysen et al. (2007);
- A discretização do espectro direcional foi feita em 23 intervalos de frequências entre 0.04 Hz e 1.0 Hz, com uma distribuição logarítmica. No que diz respeito à distribuição angular, esta abrange 360° e divide-se em 90 intervalos iguais ($\Delta\theta = 4^\circ$).

No desenrolar deste trabalho definiu-se a estratégia de testar as características consideradas mais importantes nas simulações numéricas. Variou-se o modo de explorar o modelo – estacionário e não estacionário – o coeficiente de atrito do fundo e testou-se, principalmente, a introdução de correntes, comparando com simulações onde estas não foram consideradas.

Como já tem sido referido ao longo do presente texto, o trabalho foi desenvolvido no seguimento de dissertações anteriores (Ângelo, 2012; Matos, 2013) e como tal as condições das simulações numéricas foram algo influenciadas pelos melhores resultados aí apresentados e respectivas condições.

Será de referir que os coeficientes de atrito de fundo utilizados foram sugeridos por aqueles trabalhos. Por exemplo, na investigação levada a cabo por Ângelo (2012) obtinham-se bons resultados em modo estacionário para o coeficiente de atrito $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, razão pela qual se optou por explorar este valor de coeficiente de atrito do fundo para as novas condições de batimetria e correntes. Por outro lado, a escolha do coeficiente de atrito $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, prende-se com o facto de este corresponder ao coeficiente de atrito do fundo atribuído por defeito para condições de ondas de vento (*wind sea*), condições estas que se verificam, preponderantemente, na zona de Diogo Lopes. Optou-se por se utilizar um passo temporal de 5 minutos para todas as corridas efetuadas em modo não

estacionário. Estas simulações tornam-se mais pesadas em termos computacionais do que as efetuadas em modo estacionário devido ao facto de se levar em consideração a variável tempo na equação de balanço da ação de onda.

Tendo em conta estes factores, as simulações numéricas destinaram-se a testar a importância das correntes e do coeficiente de atrito do fundo. Tendo em conta que no trabalho realizado por Ângelo (2012) se testaram variados coeficientes de atrito, escolheram-se dois desses valores já experimentados e associados aos melhores resultados. Foi escolhido o coeficiente de atrito definido por defeito pelo *SWAN* para ondas de vento (*wind sea*) de $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ e testou-se ainda o valor de $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

No total foram levadas a cabo 16 simulações numéricas, ou seja, 8 simulações para cada período de estudo. Apresentam-se nas, tabelas 4.3 e 4.4, as várias simulações numéricas e respectivas condições de aplicação.

Tabela 4.3 - Condições das simulações numéricas para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010

	Modo	Coefficiente de Atrito do Fundo (m^2s^{-3})	Condições de Correntes
Simulação 1	Estacionário	0.1	Sim
Simulação 2		0.1	Não
Simulação 3		0.067	Sim
Simulação 4		0.067	Não
Simulação 5	Não Estacionário	0.1	Sim
Simulação 6		0.1	Não
Simulação 7		0.067	Sim
Simulação 8		0.067	Não

Tabela 4.4 - Condições das simulações numéricas para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010

	Modo	Coefficiente de Atrito do Fundo (m^2s^{-3})	Condições de Correntes
Simulação 9	Estacionário	0.1	Sim
Simulação 10		0.1	Não
Simulação 11		0.067	Sim
Simulação 12		0.067	Não
Simulação 13	Não Estacionário	0.1	Sim
Simulação 14		0.1	Não
Simulação 15		0.067	Sim
Simulação 16		0.067	Não

5. COMPARAÇÃO E ANÁLISE DE RESULTADOS

5.1. INDICADORES QUANTITATIVOS DE QUALIDADE

A análise dos resultados das simulações numéricas do modelo SWAN apoiou-se na análise estatística dos desvios entre as observações registadas pelos sensores e as estimativas obtidas pelo SWAN. Para além destes instrumentos apresentam-se, também, gráficos de comparação entre as principais variáveis que caracterizam o estado do mar.

As estatísticas escolhidas para a análise dos resultados foram: o valor médio do erro quadrático (*RMSE*), o valor médio do erro (*ME*) – viés e o índice de desvio “*scatter index*” (*SI*). Seguem-se as respectivas definições.

- Valor médio do erro quadrático – *RMSE* (*Root Mean Square Error*)

$$RMSE = \sqrt{(1/N) \sum_{i=1}^N (\Delta X_i)^2} \quad (5.1)$$

- Índice de desvio – *SI* (*Scatter Index*)

$$SI = \frac{RMSE}{\bar{X}_0} \quad (5.2)$$

- Valor médio do erro – *ME* (*Mean Error*)

$$ME = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta X_i \quad (5.3)$$

onde:

- *N* corresponde à dimensão da amostra;

- X_C corresponde ao valor do parâmetro calculado pelo *SWAN* (altura significativa *Hs*, período médio *Tm0,2* ou direção média, *Dir*);

- X_0 é o valor dos mesmos parâmetros medidos pelo aparelho *AWAC*;

- ΔX_i é a diferença entre os valores medidos e os calculados pelo *SWAN* ($X_C - X_0$);

- \bar{X}_0 corresponde à média dos valores dos parâmetros registados pelo aparelho *AWAC*.

No cálculo e análise das estatísticas acima descritas há que ter em atenção a dimensão pequena da amostra para o período entre 11 e 12 de Dezembro de 2010, o que pode afetar a confiança das mencionadas estatísticas, principalmente na comparação dos resultados entre o ponto 1(PT1) e o ponto 2(PT2). No entanto, decidiu considerar-se esta amostra pois os valores calculados para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010, com uma dimensão sensivelmente maior, revelaram ser da mesma ordem de grandeza. No período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 conhecem-se os valores das observações dos aparelhos *AWAC* em dois pontos em simultâneo, o que permite comparações em termos espaciais. No período de 20 a 27 de Dezembro de 2010, possui-se já uma amostra de maior dimensão em termos temporais. No entanto, apenas se possuem valores dos parâmetros medidos num ponto dentro do domínio computacional (ponto PT2). Deve-se ainda referir que este é o ponto que se encontra mais afastado da costa, com uma profundidade de, aproximadamente, 9 m.

5.2. PERÍODO DE 11 A 12 DE DEZEMBRO DE 2010

5.2.1. SIMULAÇÕES EM MODO ESTACIONÁRIO

Para todos os gráficos apresentados neste capítulo (Capítulo 5) utiliza-se a mesma nomenclatura na definição das condições das simulações numéricas, na legenda, que se passam a explicitar:

“*Corr*” – Simulação levada a cabo considerando condições de correntes;

“*SemCorr*” – Simulação levada a cabo sem a consideração de condições de correntes;

“*01*” – Utilização do valor de $0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ para o coeficiente de atrito do fundo;

“*0067*” – Utilização do valor de $0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ para o coeficiente de atrito do fundo.

A Tabela 5.1 e a Tabela 5.2 apresentam os valores das estatísticas obtidas nas simulações numéricas do SWAN para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo estacionário.

Tabela 5.1 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo estacionário. ($c = 0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$)

Modo Estacionário							
$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Condições de Correntes	PT1			PT2		
0.1	Com correntes (Simulação 1)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.257	0.409	19.417	0.270	0.709	66.602
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
		0.273	0.109	---	0.235	0.156	---
	ME			ME			
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs	Tm0,2	Dir	
	-0.224	0.060	-17.266	-0.175	0.238	-11.671	
	Sem correntes (Simulação 2)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.672	2.426	9.002	0.545	1.975	65.018
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
0.713		0.649	---	0.474	0.434	---	
ME			ME				
Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)		
0.642	2.298	-4.010	0.491	1.870	-3.312		

Tabela 5.2 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo estacionário. ($c = 0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$)

Modo Estacionário							
$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Condições de Correntes	PT1			PT2		
0.067	Com correntes (Simulação 3)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.127	0.732	23.097	0.204	0.961	67.044
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
		0.134	0.196	---	0.177	0.211	---
	ME			ME			
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	
	-0.021	0.616	-21.439	-0.226	-0.584	-15.468	
	Sem correntes (Simulação 4)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir
		0.130	1.164	25.209	0.228	0.965	66.509
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
0.138		0.311	---	0.199	0.212	---	
ME			ME				
Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir		
-0.002	1.046	-24.163	-0.280	-0.645	-14.596		

Quando se utiliza o valor de $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ para o coeficiente da formulação JONSWAP de dissipação por atrito no fundo, a introdução de correntes nas simulações do SWAN implica uma melhoria acentuada dos três indicadores. Veja-se, por exemplo, o *SI* do PT1 que passa de 0.713 para 0.273 e o RMSE que se reduz em cerca de 60%. Estes efeitos são também visíveis na Figura 5.1. Naturalmente, o referido valor de c é relativamente elevado e acima do valor médio encontrado nas experiências JONSWAP (Hasselmann et al., 1973), apesar da elevada dispersão que se observou em torno desta variável. Ainda que as citadas experiências digam respeito a eventos típicos de ondulação (*swell*) Já quando se escolhe o valor de $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, o valor recomendado, tipicamente, para situações de predominância de vaga, as variações dos indicadores de H_s são mínimas (ver também Figura 5.2). O valor de $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ resultou de uma situação diferente e correspondeu às simulações de Bouws e Komen (1984) para a tempestade TEXEL.

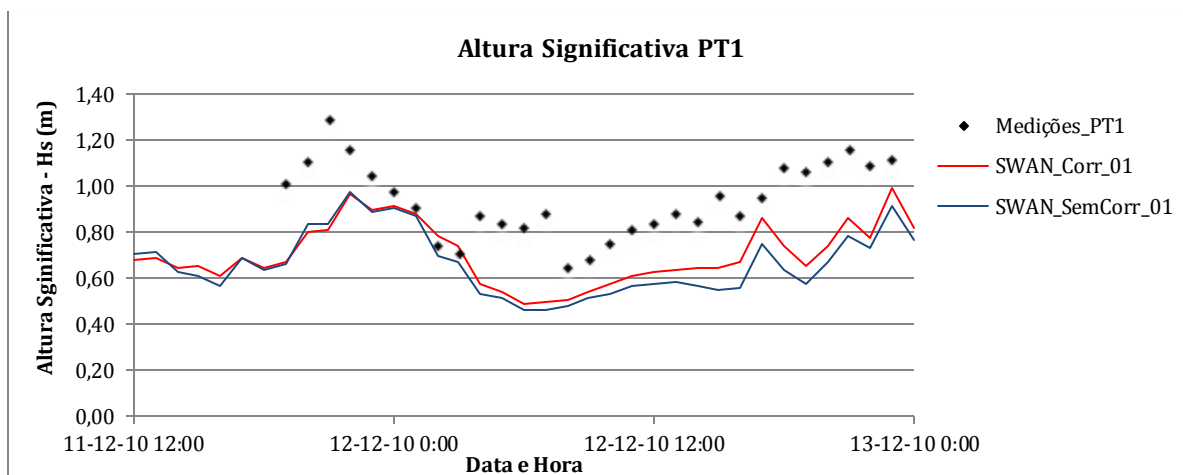


Figura 5.1 – Simulações 1 e 2. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

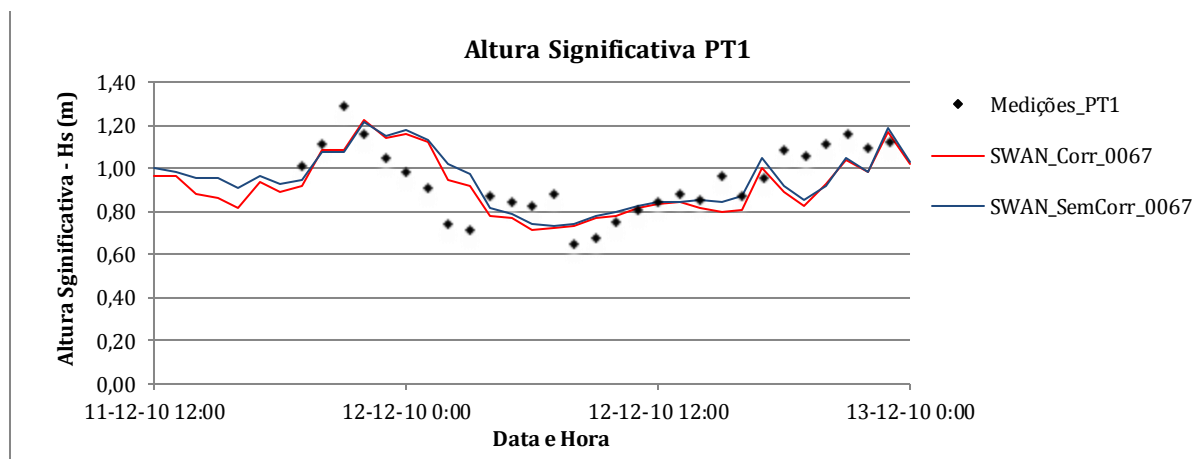


Figura 5.2 – Simulações 3 e 4. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

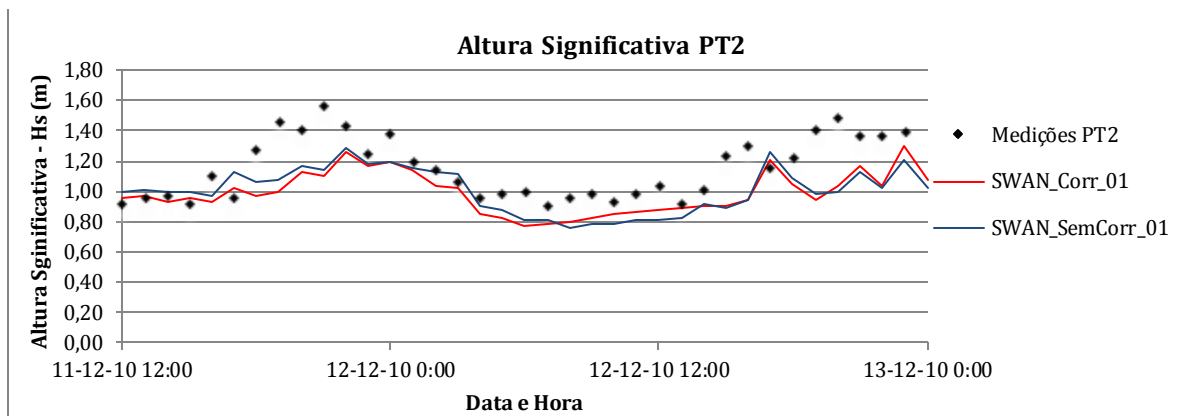


Figura 5.3 – Simulações 1 e 2. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

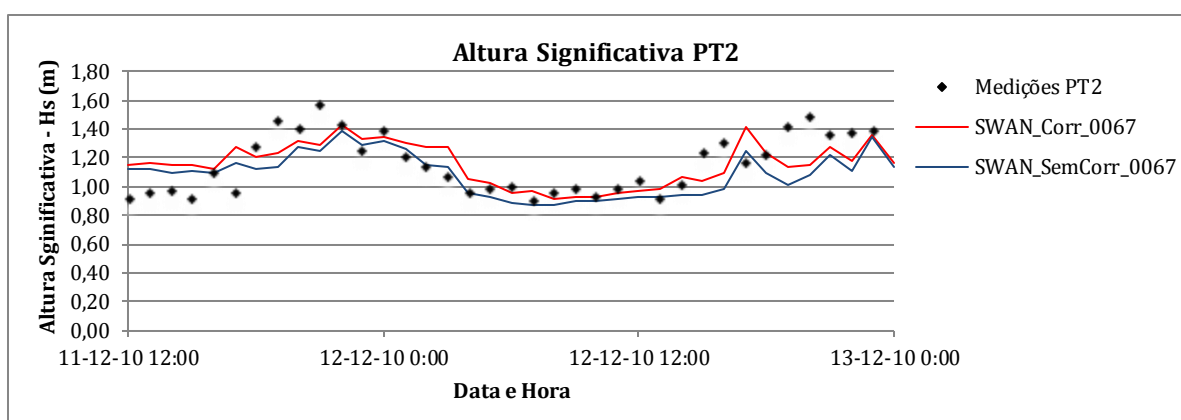


Figura 5.4 – Simulações 3 e 4. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

No período de 11 a 12 de Dezembro de 2010, os valores de H_s que se aproximam mais das observações conseguem-se com $c = 0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, ver Figuras 5.3 e 5.4.

Relativamente aos períodos médios de onda, pode-se verificar através dos parâmetros estatísticos que se conseguem, em geral, melhorias quando o campo de correntes está presente, mais evidentes e pronunciadas no PT1 e para $c = 0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. Quanto maior o valor de c , menor é o valor de $T_{m0,2}$ obtido. O atrito no fundo afeta, sobretudo, as baixas frequências, ou seja os períodos longos. Este efeito leva a uma diminuição do período médio (Zijlema et al., 2012). Pode-se observar da Figura 5.5 à Figura 5.8 o que foi explicitado.

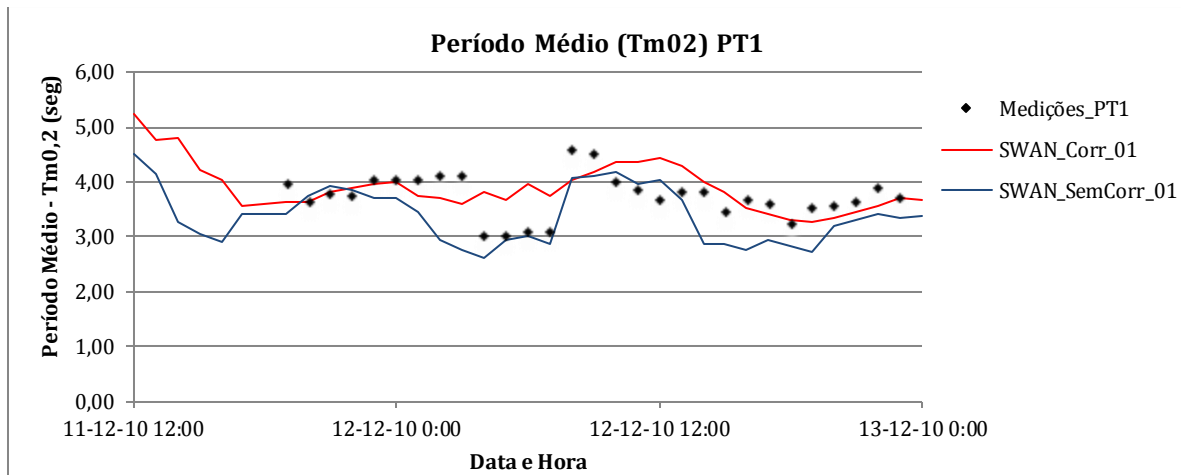


Figura 5.5 – Simulações 1 e 2. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

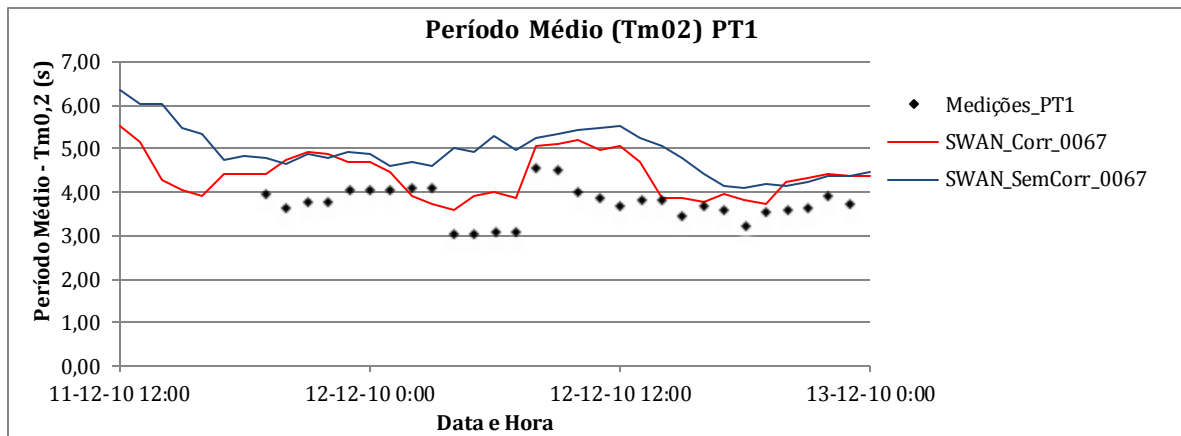


Figura 5.6 – Simulações 3 e 4. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

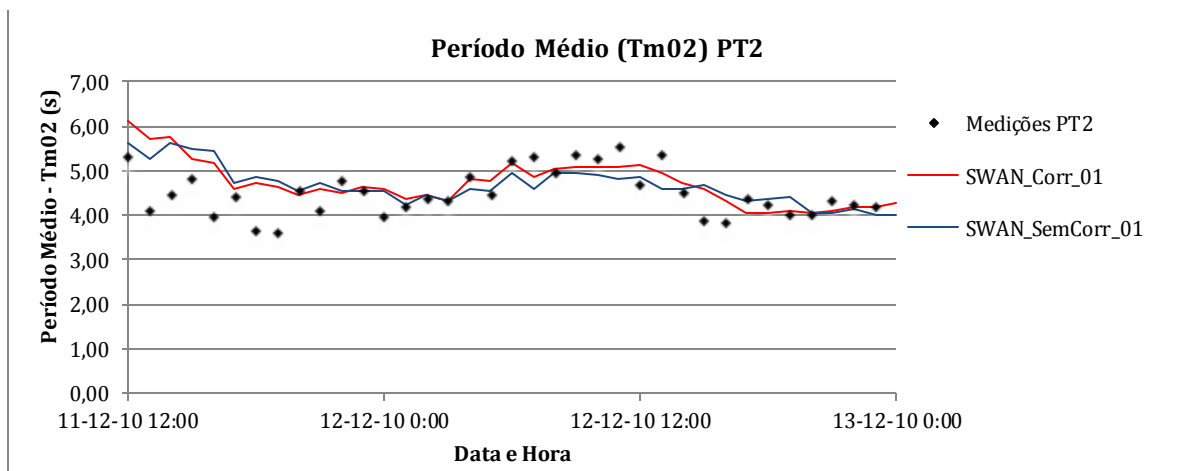


Figura 5.7 – Simulações 1 e 2. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

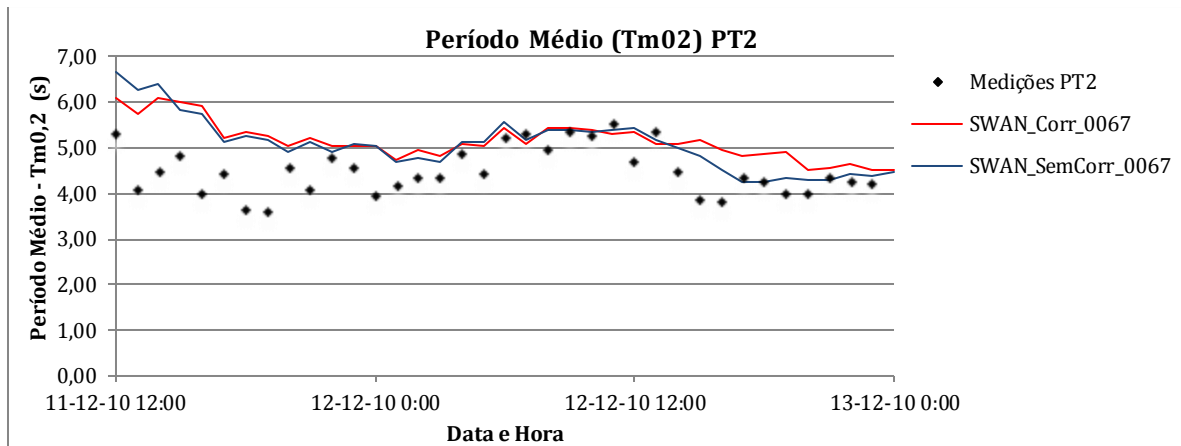


Figura 5.8 – Simulações 3 e 4. Período Médio $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

No caso de PT2, pode-se observar que a introdução de correntes não trouxe alterações significativas aos valores do período obtidos através das simulações numéricas. Em contraste, no caso do PT1 a presença de um campo de correntes trouxe mudanças significativas. Esta constatação pode dever-se ao facto de PT2 se encontrar mais longe da linha de costa, e conseqüentemente, encontrar-se menos afetado pelas correntes provocadas pela maré nos estuários aí presentes. Note-se que nas Figuras 5.5 e 5.6 a discrepância mais relevante está relacionada com a brisa noturna. Mas esta é uma situação muito difícil de modelar, pois os sensores estão demasiado próximos da costa para proporcionarem um *fetch* suficiente para o SWAN poder atuar. Além deste facto, o baixo valor dos ventos associados à brisa de terra também concorre para o desacerto referido. Apesar de constituir um período de tempo limitado, afeta negativamente as estatísticas de comparação, como o RMSE.

No campo da direção de onda, obtiveram-se valores muito pouco satisfatórios devido à conjugação de vários factores. De facto, apenas se possuem medições da magnitude e direção do vento na estação meteorológica de Macau. O valor destas variáveis é transposto para todo o domínio de cálculo, perdendo-se resolução espacial do campo de ventos. No entanto, e a título de exemplo, apresenta-se na Figura 5.9 um gráfico com resultados obtidos para PT1.

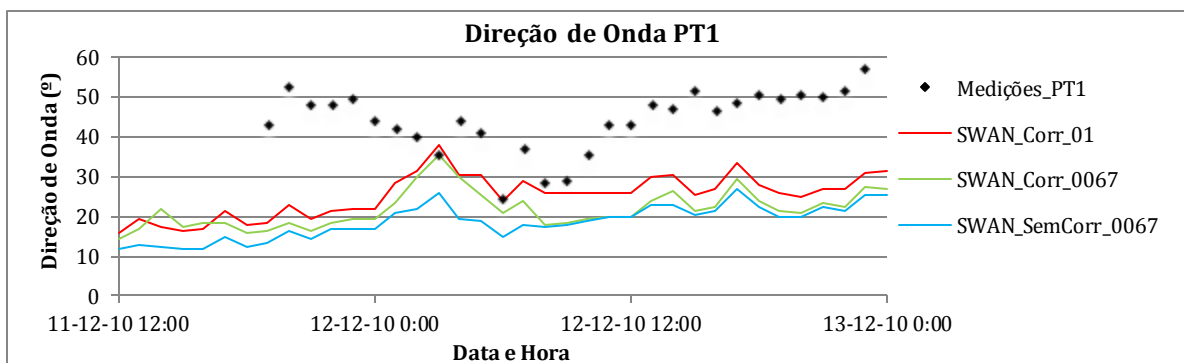


Figura 5.9 – Direção Média de onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário.

5.2.2. SIMULAÇÕES EM MODO NÃO ESTACIONÁRIO

As simulações numéricas em modo não estacionário, como já foi descrito neste texto, requerem mais tempo de computação, pois a variável tempo é considerada na equação de balanço da ação da onda. Refere-se ainda que o

modo não estacionário requer um período de “aquecimento”, pois só a partir de determinada altura da simulação numérica é que os valores obtidos começam a ser “válidos”. Como tal, recorreu-se a um período de “aquecimento” equivalente a 12 horas de simulações numéricas, anteriores aos valores que se pretende comparar. Apresentam-se seguidamente na Tabela 5.3 e na Tabela 5.4, os parâmetros estatísticos para o modo não estacionário.

Tabela 5.3 - Parâmetros estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo não estacionário ($c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

		Modo Não Estacionário					
$c \text{ (m}^2\text{s}^{-3}\text{)}$	Condições de Correntes	PT1			PT2		
0.1	Com correntes (Simulação 5)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir
		0.141	0.651	23.509	0.239	0.879	66.602
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
		0.149	0.174	---	0.208	0.193	---
	ME			ME			
	Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir	
	-0.091	-0.545	-22.364	-0.090	-0.668	-11.671	
	RMSE			RMSE			
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	
	0.119	0.686	18.280	0.200	1.076	66.708	
	SI			SI			
	Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir	
0.127	0.183	---	0.174	0.237	---		
ME			ME				
Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir		
-0.055	-0.567	-16.700	-0.058	-0.953	-7.300		

Tabela 5.4 - Parâmetros Estatísticos para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010 em modo não estacionário ($c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

		Modo Não Estacionário					
$c \text{ (m}^2\text{s}^{-3}\text{)}$	Condições de Correntes	PT1			PT2		
0.067	Com correntes (Simulação 7)	RMSE			RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir
		0.167	0.420	23.697	0.226	0.687	65.895
		SI			SI		
		Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir
		0.177	0.112	---	0.196	0.151	---
	ME			ME			
	Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir	
	0.122	0.112	-22.719	0.055	-0.276	-11.851	
	RMSE			RMSE			
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir	
	0.177	0.417	28.775	0.196	0.595	66.121	
	SI			SI			
	Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir	
0.188	0.111	---	0.171	0.131	---		
ME			ME				
Hs	Tm0,2	Dir	Hs	Tm0,2	Dir		
0.137	-0.045	-27.815	0.044	-0.065	-15.103		

Quando se comparam as Tabelas 5.1 e 5.2 com as Tabelas 5.3 e 5.4, e levando em consideração a altura significativa, constata-se que não há melhorias substanciais ao nível dos indicadores de qualidade com o modo não estacionário de operar o modelo SWAN. Veja-se, por exemplo em PT1, o valor de H_s calculado com $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ e considerando correntes cujo RMSE passa de 0.127 m para 0.167 m e o SI que passa de 0.134 para 0.177. Este comportamento repete-se, sensivelmente, nas outras situações e no outro ponto de medição. A

consideração do modo não estacionário é particularmente relevante em grandes domínios e com a presença de ondulação. De facto, o modo estacionário ao impor um campo instantâneo em todo o domínio, provoca desacetos dos tempos de chegada da ondulação (não se considera o “tempo de viagem dentro do domínio”), que afecta, principalmente, o parâmetro RMSE. Outra situação que pode evidenciar as vantagens do modo não estacionário é a ocorrência de crescimento limitado pela duração, (W. Erick Rogers et al., 2007). Os eventos simulados no presente trabalho não se encaixam, especialmente, nestes dois casos, e daí uma explicação possível, para o acima apresentado.

Já no que diz respeito ao período médio veja-se, a título de exemplo, o valor de $T_{m0,2}$ com $c = 0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ e considerando correntes, cujo RMSE passa de 0.732 s para 0.420 s e o *SI* de 0.196 para 0.112.

Passando agora para a análise gráfica, apresentam-se os resultados obtidos para a altura significativa nas simulações acima descritas, para os dois pontos de medição da Figura 5.10 à Figura 5.13.

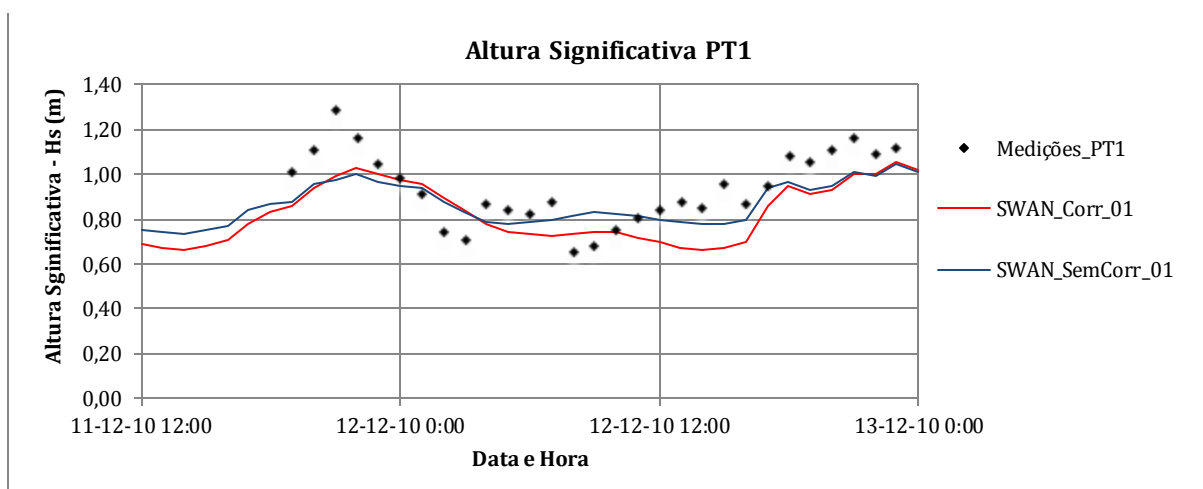


Figura 5.10 – Simulações 5 e 6. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

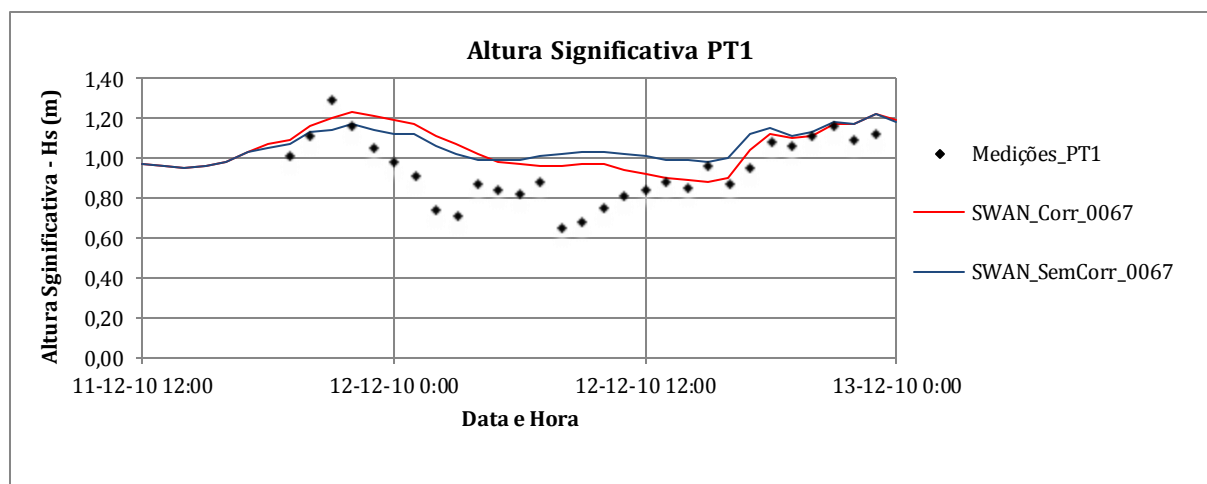


Figura 5.11 – Simulações 7 e 8. Altura Significativa para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

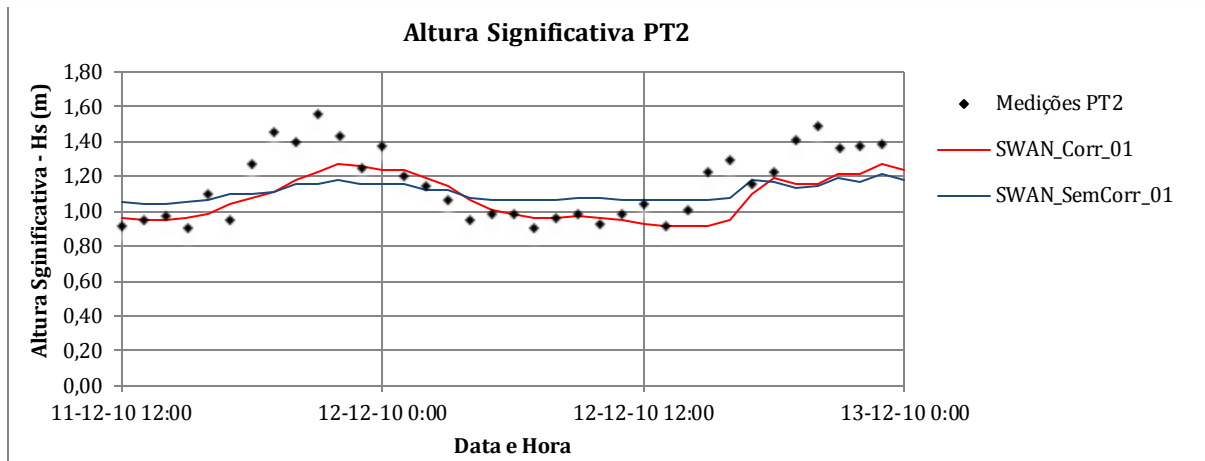


Figura 5.12 – Simulações 5 e 6. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

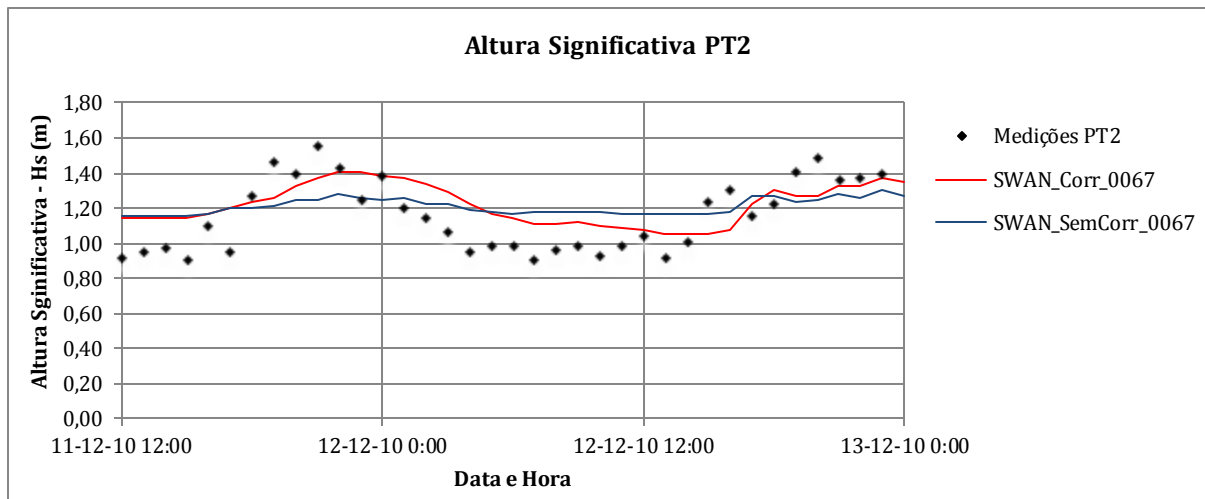


Figura 5.13 – Simulações 7 e 8. Altura Significativa para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

De um modo geral, os valores obtidos não são muito diferentes em relação às medições, com a exceção da Figura 5.11. No entanto, pode-se observar que se obtêm resultados ligeiramente melhores (em modo não estacionário) com a utilização do coeficiente de atrito do fundo $c = 0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. Mais uma vez, e como já tinha sido observado em modo estacionário, a introdução de correntes não conduz a grandes alterações aos valores calculados de altura significativa.

Colocando agora o foco no período de onda, apresentam-se, da Figura 5.14 à Figura 5.17, os gráficos referentes aos resultados obtidos nas simulações numéricas do *SWAN* nos dois pontos de medição.

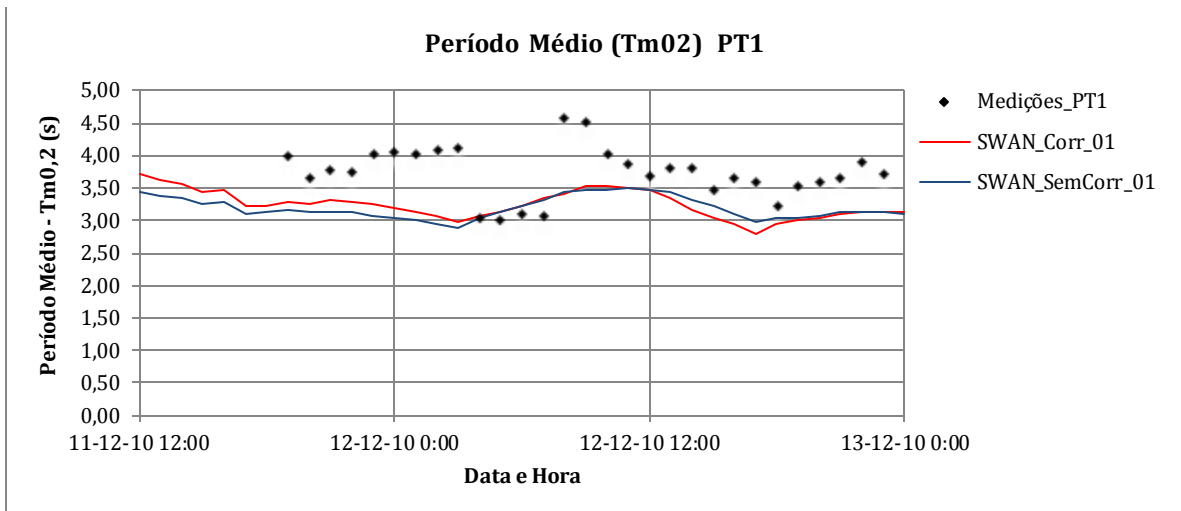


Figura 5.14 – Simulações 5 e 6. Período médio de onda, Tm0,2 para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

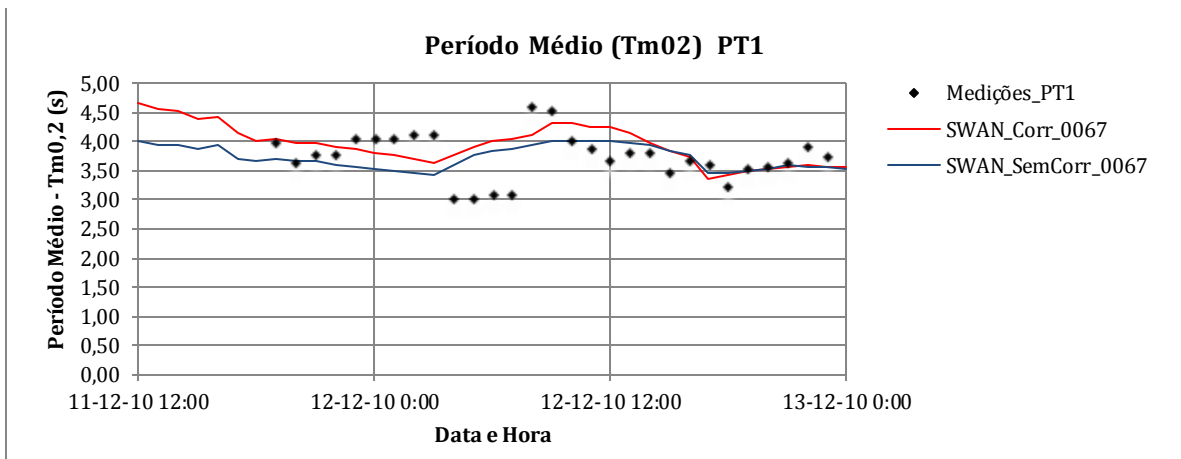


Figura 5.15 – Simulações 7 e 8. Período médio de onda, Tm0,2 para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

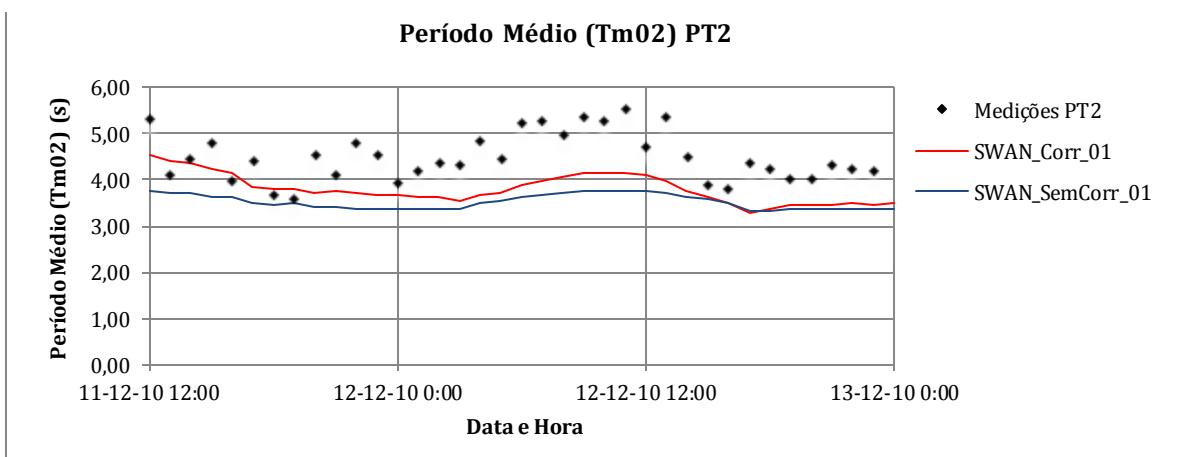


Figura 5.16 – Simulações 5 e 6. Período médio de onda, Tm0,2 para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

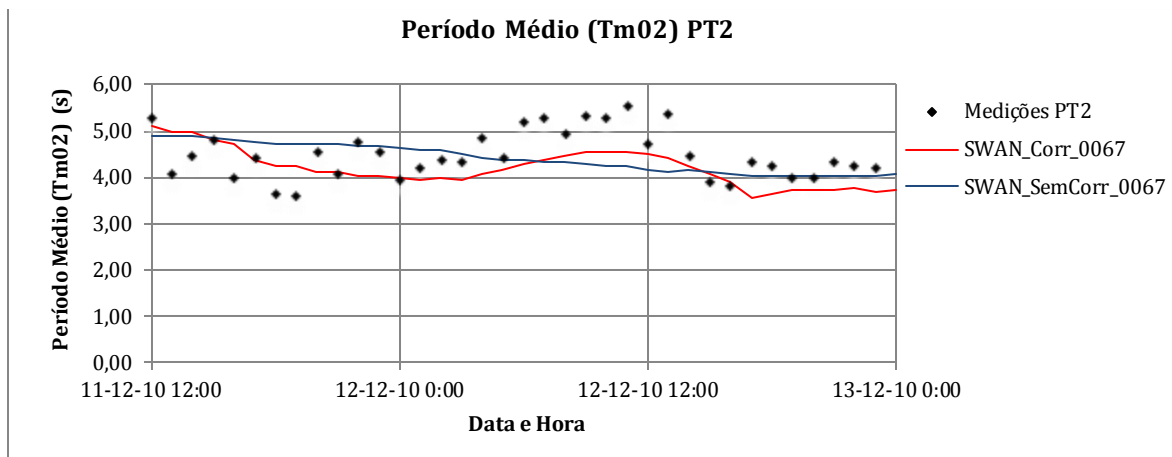


Figura 5.17 – Simulações 7 e 8. Período médio de onda, $T_{m0,2}$ para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

Ao observar estes gráficos, e em comparação com as simulações em modo estacionário, não se verificam grandes melhorias, pelo que em termos de benefício em relação aos custos associados aos tempos de computação, será mais vantajoso efetuar as simulações numéricas em modo estacionário. No entanto, verifica-se que o modelo é mais sensível à alteração das condições de correntes em modo não estacionário que em modo estacionário, verificando-se também que, com o aumento do coeficiente de atrito do fundo, diminuem os valores calculados do período médio.

No campo da direção de onda, continuam a obter-se resultados muito pouco satisfatórios, como é exemplo mais uma vez, dos resultados das simulações numéricas para o ponto PT1 apresentados graficamente na Figura 5.18.

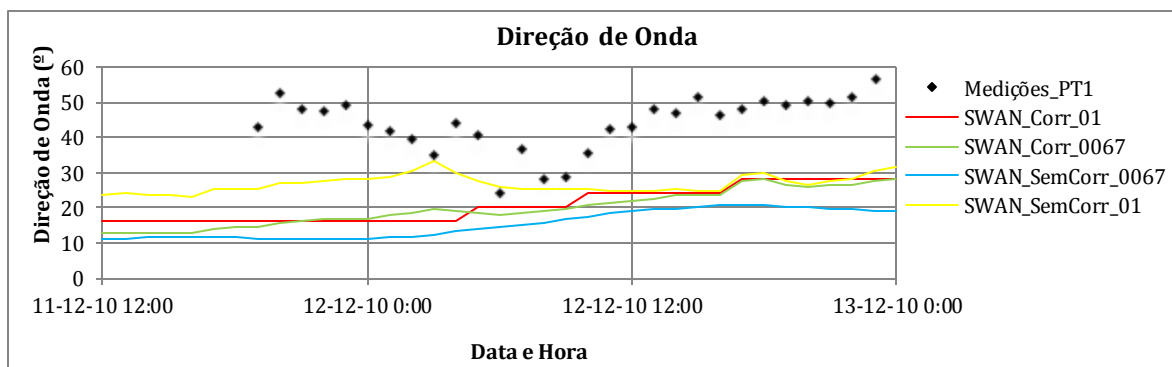


Figura 5.18 – Direção média de onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário.

5.3. PERÍODO DE 20 A 27 DE DEZEMBRO DE 2010

5.3.1. SIMULAÇÕES EM MODO ESTACIONÁRIO

Tal como está descrito para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010, indica-se Tabela 5.5 e na Tabela 5.6 os valores dos parâmetros estatísticos calculados para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010.

Tabela 5.5 - Parâmetros estatísticos para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010 modo estacionário ($c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Modo Estacionário			
0.1	Com correntes (Simulação 9)	RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.280	0.882	127.669
		SI		
		Hs	Tm0,2	Dir
		0.242	0.187	---
		ME		
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	
	-0.181	0.305	-51.271	
	Sem correntes (Simulação 10)	RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.317	0.926	119.217
		SI		
		Hs	Tm0,2	Dir
0.274		0.197	---	
ME				
Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)		
-0.246	0.295	-55.307		

Tabela 5.6 - Parâmetros estatísticos para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010 modo estacionário ($c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Modo Estacionário			
0.067	Com correntes (Simulação 11)	RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.263	1.228	128.962
		SI		
		Hs	Tm0,2	Dir
		0.227	0.261	---
		ME		
	Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)	
	0.002	0.840	-47.137	
	Sem correntes (Simulação 12)	RMSE		
		Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)
		0.252	1.297	120.801
		SI		
		Hs	Tm0,2	Dir
0.218		0.276	---	
ME				
Hs(m)	Tm0,2(s)	Dir(°)		
-0.074	0.888	-58.284		

Os comentários a propósito das Tabelas 5.5 e 5.6 são semelhantes aos apresentados na discussão das Tabelas 5.1 e 5.2. Só quando se usa $c = 0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, a altura significativa exhibe pequenas melhorias com a introdução de correntes. Já as simulações dos períodos médios têm um comportamento diferente e verifica-se uma ligeira melhoria com qualquer valor do coeficiente de atrito.

Nas Figura 5.19 e na Figura 5.20 pode-se observar a variação da altura significativa.

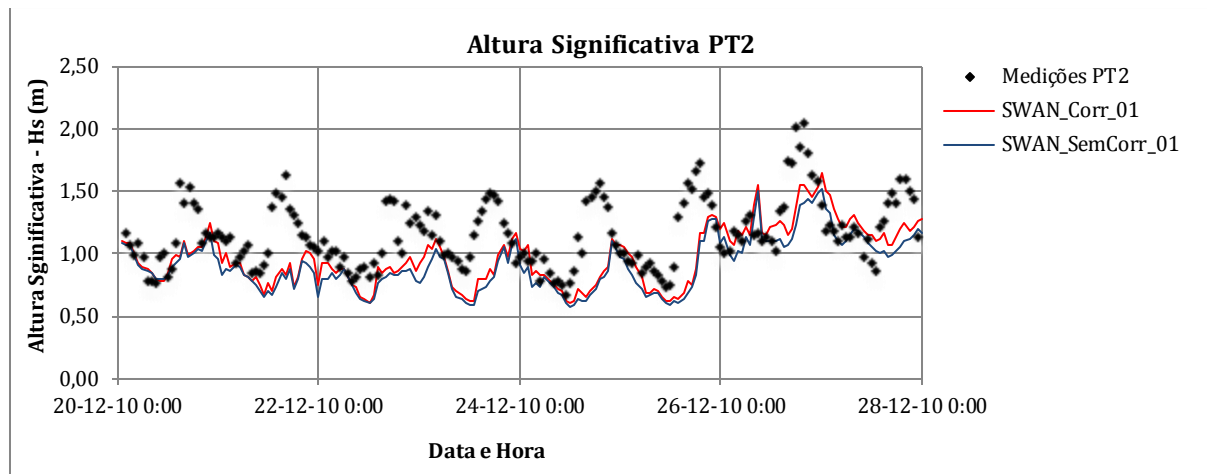


Figura 5.19 – Simulações 9 e 10. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

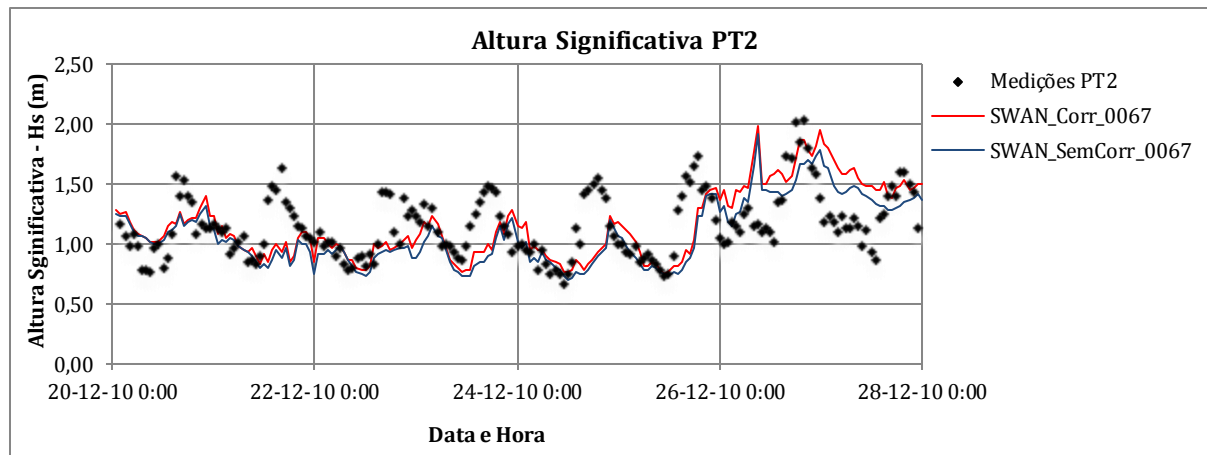


Figura 5.20 – Simulações 11 e 12. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

Através da análise gráfica, pode-se verificar que a altura significativa calculada acompanha a tendência das medições *in situ*. No entanto, em certos situações, encontram-se bastante abaixo dos valores medidos. Todavia, observa-se, ainda, que o valor de coeficiente de atrito que mais se ajusta aos valores medidos é o coeficiente adoptado para condições de *wind sea* – $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. É ainda de referir que entre o dia 26 e 28 de Dezembro de 2010, se verificou uma entrada de ondulação (*swell*) pelo que deveria ser mais vantajoso, mas apenas neste período, a adoção do valor do coeficiente de atrito definido por Hasselmann et al., (1973) para condições de *swell* – $c = 0.038 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. Para mais detalhe sobre esta observação, ver Ângelo (2012).

Para a análise dos períodos médios calculados, apresenta-se a comparação gráfica de resultados na Figura 5.21 e na Figura 5.22.

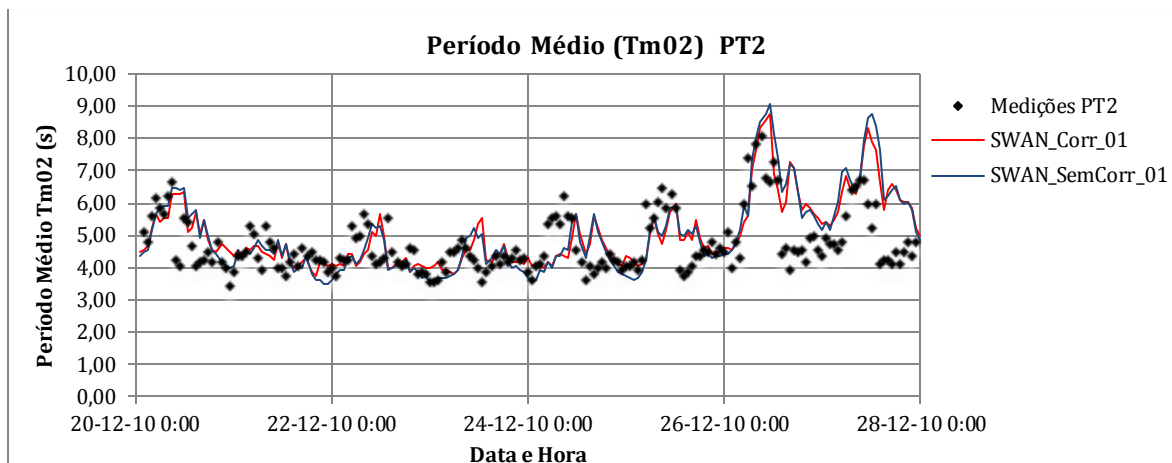


Figura 5.21 – Simulações 9 e 10. Período Médio para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

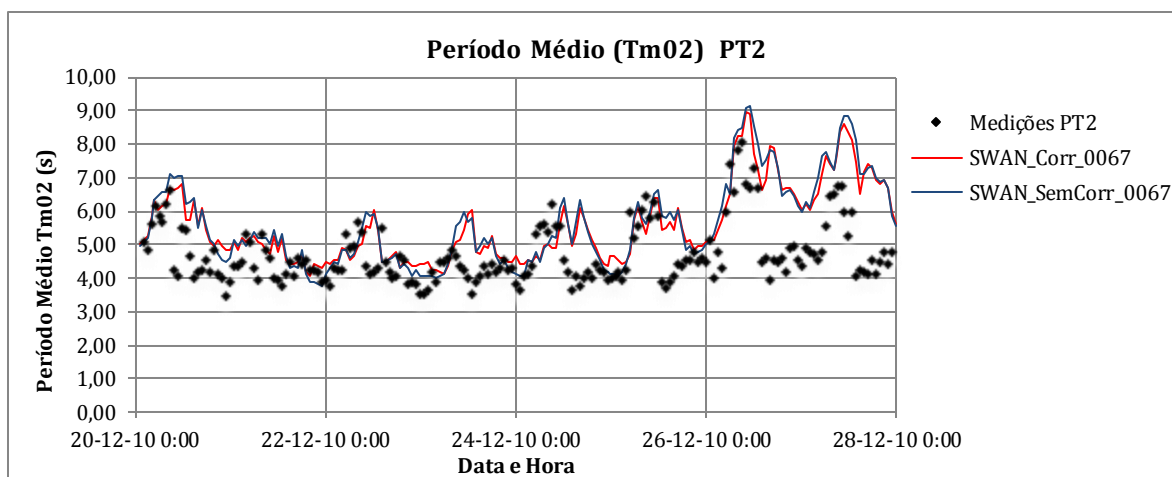


Figura 5.22 – Simulações 11 e 12. Período Médio para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

A referida sequência de figuras permite observar que os valores calculados do período médio ($T_{m0,2}$) acompanham os valores medidos *in situ* bastante bem, com algumas exceções para as situações de períodos baixos. Como já tinha sido referido para o período de 11 a 12 de Dezembro de 2010, os valores do período médio calculados, são tanto mais altos quanto mais baixo for o valor do coeficiente de atrito do fundo. Quanto à consideração do campo de correntes, observa-se neste caso, que a sua consideração provoca um aumento dos períodos médios simulados, obtendo-se assim valores que acompanham a tendência das medições, aproximando-se bastante bem dos valores medidos *in situ*.

Mais uma vez, os valores calculados da direção de onda não se fizeram coincidir com os medidos, como se pode observar através da Figura 5.23.

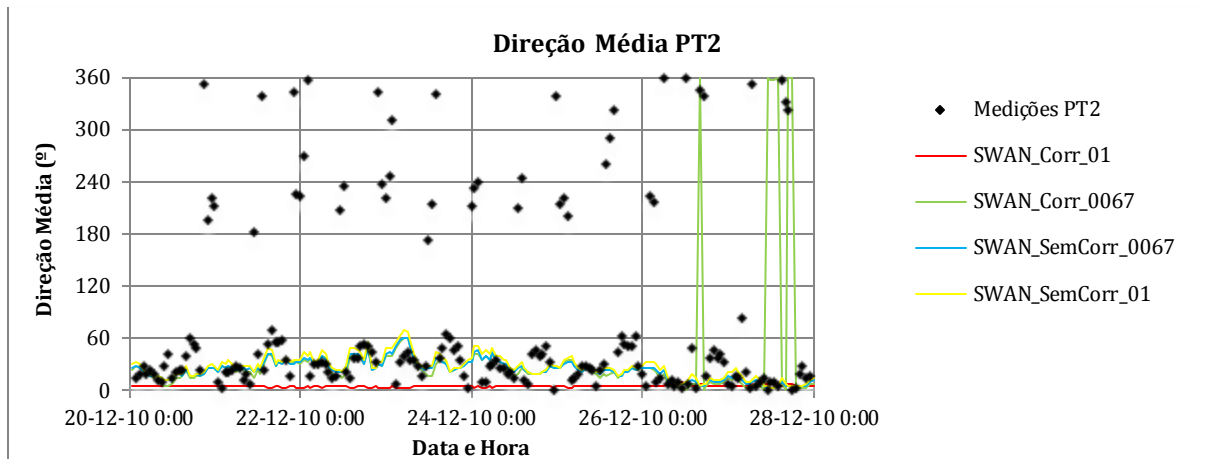


Figura 5.23 – Direção Média, para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo Estacionário.

5.3.2. SIMULAÇÕES EM MODO NÃO ESTACIONÁRIO

Para o modo não estacionário é necessário, tal como para o período de 11 a 12 de Dezembro, um período de “aquecimento” do modelo SWAN, tendo sido considerado também um período de 12 horas para esse efeito.

Estas simulações em modo não estacionário foram especialmente demoradas., Por esta razão, a relação entre os bons resultados obtidos e o tempo de computação, comparativamente com o modo estacionário, adquire uma importância fulcral na necessidade da aplicação do modo não estacionário às simulações numéricas do modelo SWAN.

Desta forma, e seguindo a metodologia já adotada anteriormente, apresenta-se primeiramente na Tabela 5.7 e na Tabela 5.8 os valores dos parâmetros estatísticos obtidos através das simulações em modo não estacionário do modelo computacional.

Tabela 5.7 - Parâmetros estatísticos modo não estacionário de 20 a 27 de Dezembro de 2010 ($c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Modo Não Estacionário			
0.1	Com correntes (Simulação 13)	RMSE		
		Hs(m)	T m0,2(s)	Dir
		0.273	0.933	129.185
		SI		
		Hs	T m0,2	Dir
		0.236	0.198	-----
	ME			
	Hs	T m0,2	Dir	
	-0.140	-0.442	-72.776	
	Sem correntes (Simulação 14)	RMSE		
		Hs(m)	T m0,2(s)	Dir
		0.272	1.031	159.561
SI				
Hs		T m0,2	Dir	
0.235		0.219	-----	
ME				
Hs	T m0,2	Dir		
-0.121	0.264	-3.173		

Tabela 5.8 -Parâmetros estatísticos modo não estacionário de 20 a 27 de Dezembro de 2010($c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$).

$c(\text{m}^2\text{s}^{-3})$	Modo Não Estacionário			
	0.067	Com correntes (Simulação 15)	RMSE	
Hs(m)			T m0,2(s)	Dir
0.269			0.845	130.322
SI				
Hs			T m0,2	Dir
0.232			0.179	-----
ME				
Hs		T m0,2	Dir	
0.019		0.129	-74.639	
Sem correntes (Simulação 16)		RMSE		
		Hs(m)	T m0,2(s)	Dir
		0.264	0.969	130.322
	SI			
	Hs	T m0,2	Dir	
	0.229	0.206	-----	
ME				
Hs	T m0,2	Dir		
0.130	-0.102	-74.639		

Como se encontra patente nas tabelas apresentadas, não há muitas discrepâncias em relação aos valores obtidos em modo estacionário.

Apresentam-se os resultados numéricos referentes à altura significativa, em forma de gráfico, na Figura 5.24 e na Figura 5.25.

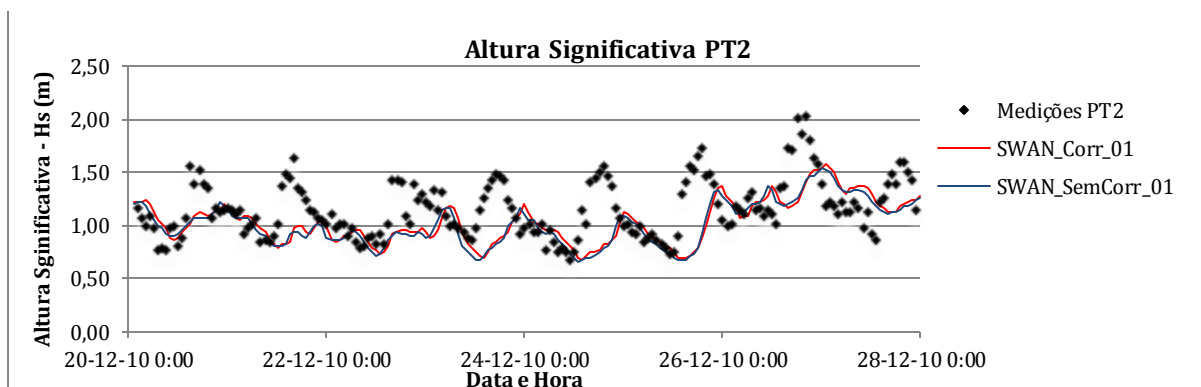


Figura 5.24 – Simulações 13 e 14. Altura Significativa para o ponto PT2 de 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

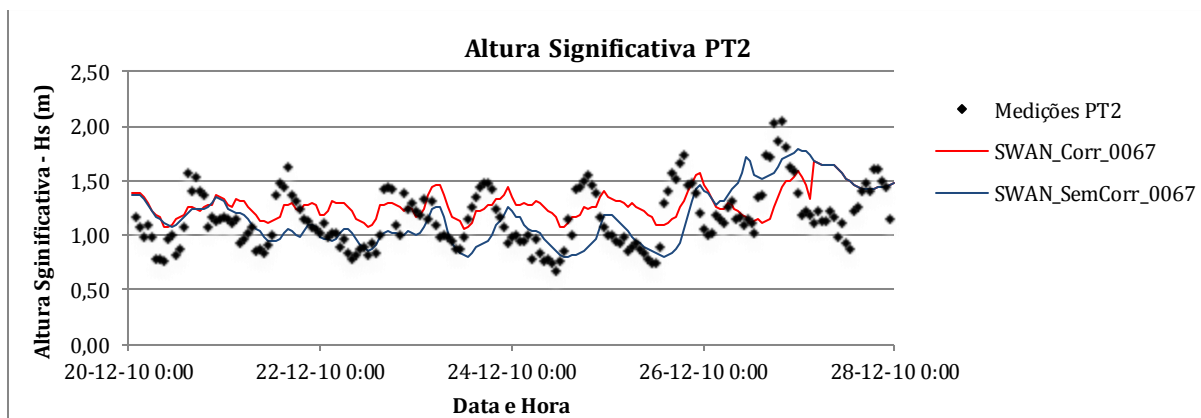


Figura 5.25 – Simulações 15 e 16. Altura Significativa, Hs, para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

Analisando graficamente estes resultados, facilmente se conclui que em relação ao modo estacionário, não se obtêm grandes evoluções na obtenção de valores que simulem de forma mais aproximada a altura significativa de onda. Mesmo assim, verifica-se que as simulações com correntes quase não alteram os valores de H_s , sendo o valor do coeficiente de atrito do fundo mais condicionante na simulação deste parâmetro.

Passando agora à análise gráfica do período médio ($T_{m0,2}$), observam-se os resultados provenientes do SWAN na Figura 5.26 e na Figura 5.27.

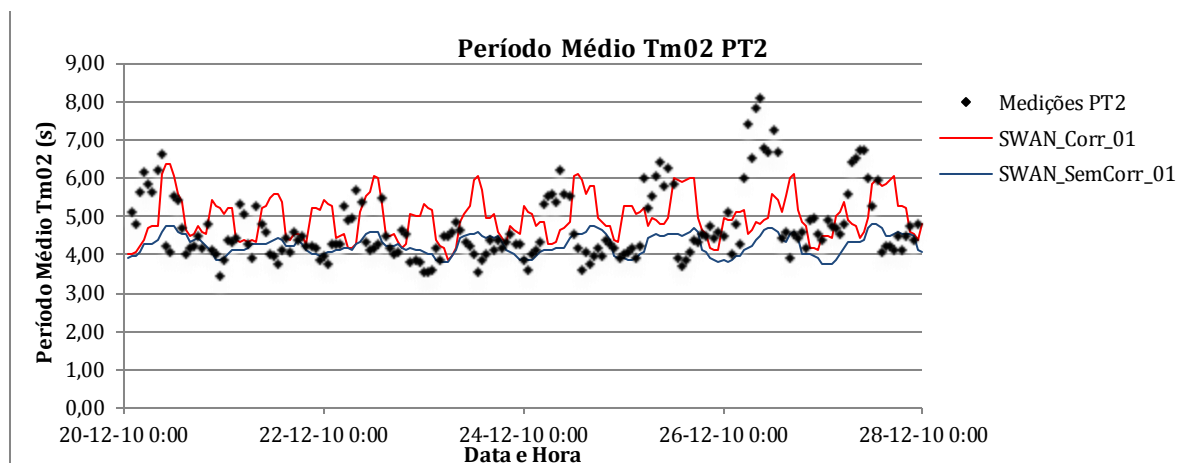


Figura 5.26 – Simulações 13 e 14. Período médio, $T_{m0,2}$, para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.1 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

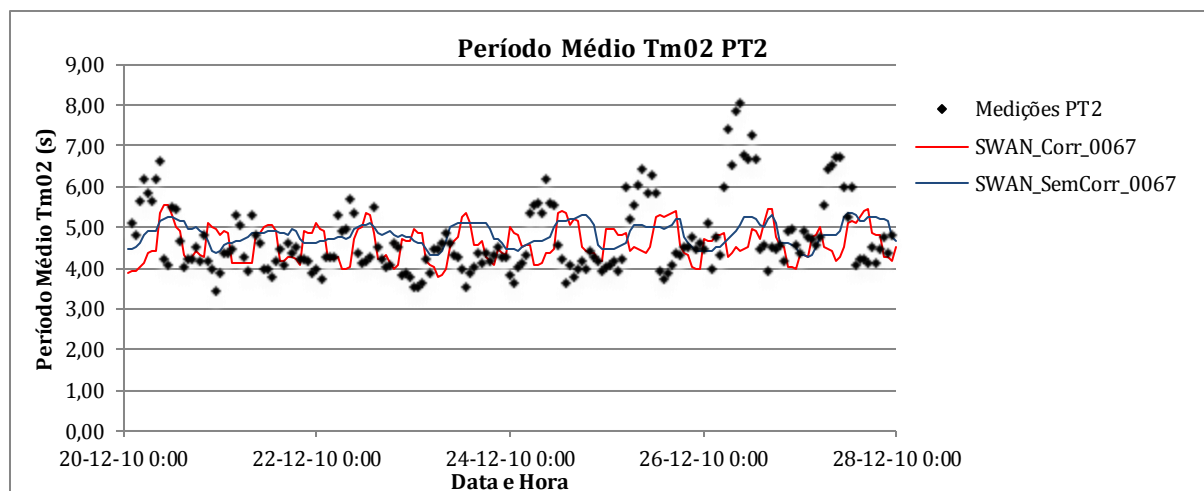


Figura 5.27 – Simulações 15 e 16. Período médio, $T_{m0,2}$, para o ponto PT2. 20 a 27 de Dezembro de 2010. Modo não Estacionário. $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

Comparativamente com os resultados obtidos em modo estacionário (Figuras 5.21 e 5.22), há uma degradação da representação do período médio, especialmente a partir de 26 de Dezembro, em que a subestimação é notória. Observa-se que a aplicação do campo de correntes, provoca uma subida dos valores calculados de $T_{m0,2}$, o que também aconteceu nas restantes simulações numéricas. Em princípio, para as condições de aplicação patentes neste trabalho, o modo não estacionário não revela grande utilidade, pelas razões já enunciadas..

5.4. EFEITO DOS PARÂMETROS DA CAUDA DE ALTA FREQUÊNCIA

Tal como é referido no Ponto 3.3.1, é possível, para efeitos de economia de tempo de computação, a definição de limites superior e inferior das frequências do espectro ativas no cálculo dos diferentes termos da equação de balanço espectral de ação de onda. Esta zona é designada a zona de prognóstico. Este aspecto é particularmente importante no cálculo do termo de interações não-lineares, que tem um papel fulcral na reformulação da forma final do espectro. Nesta zona não há qualquer restrição, para além das aproximações descritas no Ponto 3.2.4. Acima da frequência superior (“*high frequency cut-off*”), escolhida pelo utilizador, o espectro assume a forma de uma função analítica, que constitui a zona de diagnóstico de alta frequência. Esta, para além de ser um auxiliar no referido cálculo de interações onda-onda, é também utilizada pelo modelo para estimar parâmetros integrais, como a altura significativa e os períodos médios espectrais.

A forma habitual deste prolongamento analítico é uma exponencial:

$$F(f, \theta) = F(f_H, \theta) \left(\frac{f}{f_H}\right)^{-n} \quad \text{para } f > f_H \quad (5.4)$$

onde θ representa a direção de onda e n é uma constante relativa à função exponencial negativa utilizada na cauda de alta frequência. O valor de f_H escolhido foi de $f_H = 1$ Hz.

O objetivo deste ponto é avaliar o efeito da alteração do parâmetro n nos resultados numéricos obtidos. Em primeiro lugar, e referindo Siadatmousavi et al. (2012), obtêm-se bons resultados com a utilização de $n = 4$, em simulações do modelo *SWAN* em águas pouco profundas, sendo também perceptível a sensibilidade dos períodos médios à alteração deste parâmetro na cauda de alta frequência. No modelo *SWAN*, este parâmetro de alta frequência (n) encontra-se definido por defeito, tendo em conta a formulação física utilizada para as interações não lineares entre ondas e também a formulação da dissipação de energia por *whitecapping* utilizada. Com a formulação de dissipação de energia por *whitecapping* proposta por van der Westhuysen et al. (2007) e também a interação não linear a 3 e 4 ondas, é definido no *SWAN* por defeito o valor de $n = 4$ para o cálculo da cauda de alta frequência.

As condições para o teste deste parâmetro foram escolhidas com base no tempo de computação e qualidade dos resultados obtidos, pelo que se escolheu as condições da Simulação 7, onde foi considerado um coeficiente de atrito do fundo de $c = 0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, com a consideração do campo de correntes no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Testou-se para além do valor de $n = 4$ o valor de $n = 5$ com o intuito de se avaliar o efeito da variação deste parâmetro nos resultados obtidos, e desta forma, se poder tirar algum benefício para trabalhos futuros. A alteração deste valor nos ficheiros de *input* encontra-se melhor explicada no Anexo B.

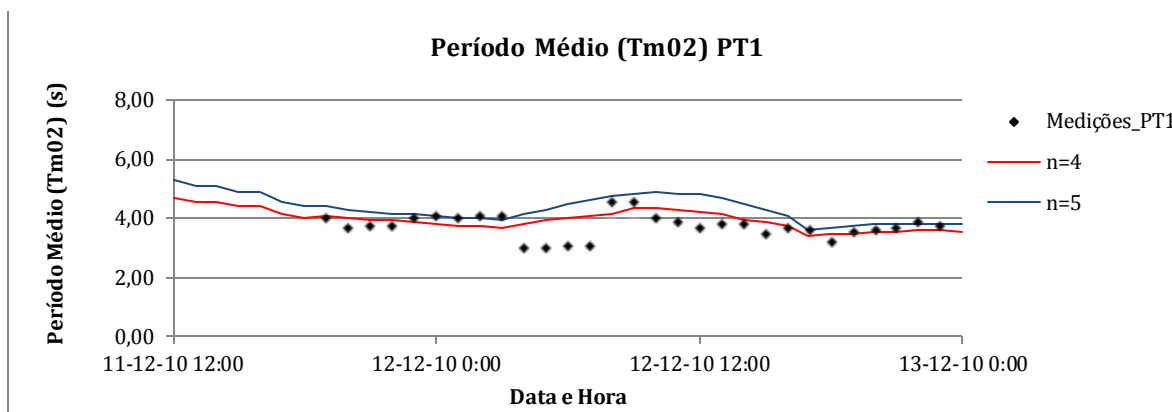


Figura 5.28 - Período de Onda para o ponto PT1 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067m2s^{-3}$. $n=4$ e $n=5$.

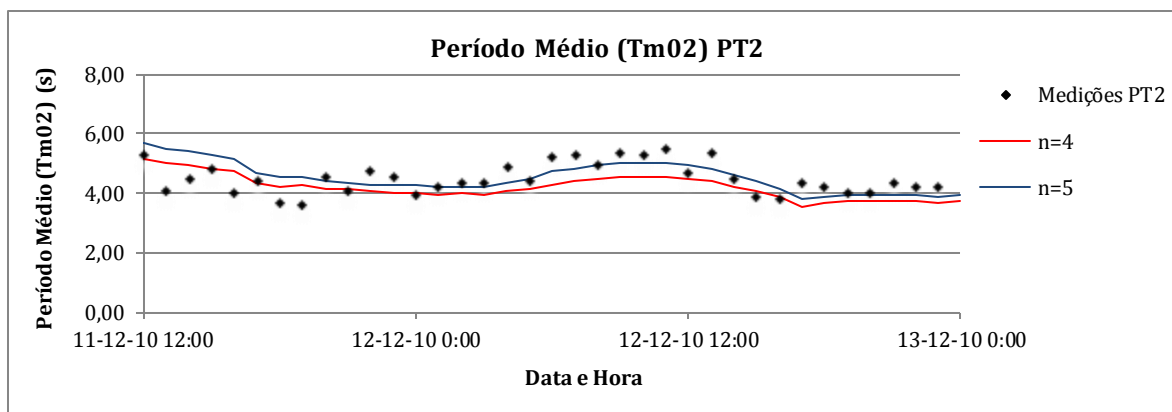


Figura 5.29 - Período de Onda para o ponto PT2 de 11 a 12 de Dezembro de 2010. Modo Não Estacionário. $c=0.067m2s^{-3}$. $n=4$ e $n=5$.

Como se pode verificar, apenas se observam alterações marginais nos resultados, com a variação do parâmetro de alta frequência referido. No entanto, a sua exploração é interessante em trabalhos futuros, com melhores condições de aplicação.

6. CONCLUSÕES E BREVES RECOMENDAÇÕES

Este trabalho teve como objetivo fulcral a exploração do modelo *SWAN* com a introdução de correntes na zona de Diogo Lopes, Brasil. Foi, assim, dada continuidade aos trabalhos já realizados anteriormente por Ângelo (2012) e Matos (2013), visando a melhoria dos resultados previamente obtidos, principalmente ao nível dos valores calculados do período médio das ondas.

Para este efeito, utilizaram-se os dados de batimetria provenientes da Diretoria de Hidrografia e Navegação da Marinha do Brasil, mas colocando a fronteira de mar do domínio de cálculo mais ao largo. Desta forma, garantiu-se que essa fronteira se encontrava em águas profundas e mais próxima do ponto (3°S; 36°W) onde são disponibilizados os dados de agitação marítima fornecidas pelo modelo *Wavewatch III*.

Utilizou-se um campo de ventos constante em todo o domínio de cálculo, sem se proceder à correção terra-mar sugerida no *Coastal Engineering Manual* (U S Army Corps Of Engineers, 2002), como feito anteriormente. Estas observações foram obtidas num único ponto na estação meteorológica de Macau, que se encontra junto à costa e com uma resolução temporal de uma hora.

O campo de correntes utilizado foi calculado pelo módulo hidrodinâmico do modelo *SISBAHIA* (Rosman, 2000).

O modelo foi executado em modo estacionário e não estacionário. Utilizou-se a formulação de dissipação de energia por *whitecapping* proposta por van der Westhuysen et al. (2007), tendo sido experimentados dois coeficientes de atrito do fundo distintos, $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$ e $c=0.01\text{m}^2\text{s}^{-3}$. Efetuaram-se simulações com e sem o campo de correntes para cada coeficiente de atrito adotado. Todos os cálculos foram efetuados para os períodos de 11 a 12 e 20 a 27 de dezembro de 2010 e os resultados foram comparados com as observações obtidas nesses períodos por dois perfiladores acústicos de correntes e ondas (PT1 e PT2).

É feita uma análise de resultados geral, quer a nível estatístico, quer a nível gráfico. Pretende-se inferir, quais as condições que irão levar a resultados do modelo *SWAN* mais próximos da realidade, de modo que se estabeleça a parametrização mais correta possível para usar o modelo *SWAN* na caracterização da agitação marítima a médio e a longo prazo nesta zona de estudo.

Analisando em primeiro lugar os valores calculados para a altura significativa, chega-se facilmente à conclusão que a alteração do coeficiente de atrito do fundo é o fator que mais alterações impõe neste parâmetro. Sabe-se que o valor real deste coeficiente é extremamente difícil de definir, principalmente numa zona de fundo arenoso como é a zona de Diogo Lopes, devido à facilidade de alteração da morfologia do fundo, especialmente numa zona em que existe uma forte influência da brisa e também das correntes provocadas pelas marés mencionadas ao longo deste trabalho.

No entanto, pode-se verificar uma forte tendência para se obterem melhores resultados para o coeficiente de atrito sugerido por Bouws e Komen (1983) para condições de ondas de vento $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$. De facto, na zona de Diogo Lopes faz-se sentir fortemente o regime de alternância entre brisa marítima e brisa terrestre, e conseqüentemente, a geração das ondas que incidem neste trecho de costa faz-se principalmente a nível local. No entanto, é possível observar no período de 25 a 27 de Dezembro de 2010 a entrada de *swell* no fim do período de observações. Para esta situação em particular, deveria utilizar-se neste período, a adoção do valor do coeficiente de atrito definido por Hasselmann et al., (1973) para condições de *swell* – $c = 0.038\text{m}^2\text{s}^{-3}$.

Quanto ao impacto da alteração das condições de correntes, revelou-se ser quase desprezável no parâmetro da altura significativa. Como foi possível verificar, as correntes não trouxeram alterações de maior ao valor da altura significativa.

Deve ainda referir-se que no trabalho de Ângelo (2012) foi efetuada uma correção ao nível da velocidade do vento, que envolvia a conversão do seu valor sobre a terra para o seu valor sobre o oceano (U S Army Corps of Engineers, 2002). Mas a estação meteorológica de Macau situa-se num local muito próximo do mar, pelo que no presente trabalho optou-se pela dispensa desta correção, que iria sobrestimar o valor da velocidade do vento. Em contrapartida, o domínio de cálculo foi alargado, o que permitiu introduzir de melhor forma o efeito do *fetch* e dispensar assim o recurso a esta correção. De facto, conseguiram-se obter valores de altura de onda bastante satisfatórios sem o recurso a essa correção.

Colocando agora o foco nos resultados obtidos para o período médio, verifica-se uma melhoria considerável em relação aos trabalhos realizados anteriormente nesta mesma área geográfica, que eram em geral subestimados.

Mais especificamente, analisando os parâmetros estatísticos calculados, obtêm-se melhorias nas simulações em que é considerado um campo de correntes. No entanto, deve-se prestar uma especial atenção ao período de 11 a 12 de Dezembro de 2010, onde se pode comparar os resultados obtidos em dois pontos distintos, em zonas diferentes do domínio computacional. As simulações numéricas obtidas para as condições de atrito no fundo de $c=0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, com a consideração de correntes foram mais satisfatórios para o ponto PT2 do que para o ponto PT1.

Para o período de 20 a 27 de Dezembro de 2010, verifica-se que os melhores resultados são obtidos ao considerar o campo de correntes, com a definição do coeficiente de atrito de *wind sea* $c=0.067\text{m}^2\text{s}^{-3}$. Verifica-se nos dias 25, 26 e 27 uma ligeira preponderância de *swell* incidente, pelo que o coeficiente de atrito de *wind sea* não seria o melhor a utilizar para esta janela temporal, como já referido.

Mais uma vez, à semelhança do que se verificou nas estimativas da altura significativa, verificou-se que a utilização do *SWAN* em modo não estacionário não corresponde a melhorias significativas face ao modo estacionário tendo em conta o tempo de computação despendido, e por isto, aconselha-se para este caso de estudo, e para as condições iniciais de vento e agitação ao largo consideradas, a utilização do modo estacionário para a obtenção de resultados que se aproximem bastante bem da realidade, com menos tempo de computação despendido.

Quanto ao campo das direções calculadas pelo *SWAN*, são observados resultados bastante desadequados às medições efetuadas. Este facto deve-se em muito devido à consideração de um campo de ventos constante em todo o domínio. Para o cálculo deste parâmetro de onda, a consideração de um campo de ventos constante corresponde a um erro considerável, pelo que, para trabalhos futuros nesta zona se aconselha a utilização de um campo de ventos com uma maior resolução. Esta questão pode ser resolvida com a aplicação de um modelo atmosférico de meso-escala, possibilitando assim um cálculo mais preciso das direções de onda.

De um modo geral, pode considerar-se que o erro na altura de onda (H_s), medido, tipicamente, pelo desvio padrão das diferenças entre simulações e observações, ou um parâmetro relacionado como o RMSE, tem duas componentes (Janssen, 1998): uma interna, devido a limitações na formulação dos termos da equação de balanço e respectivas parametrizações e outra externa atribuível a deficiências na especificação do forçamento através do

campo de ventos. Janssen (2004) apresenta a experiência do *European Centre for Medium-Range Weather Forecast* (ECMWF) que indica que evoluções e desenvolvimentos no modelo *WAM* levaram a uma redução do erro de 15%. Apenas quando se incluíram melhorias substanciais no modelo atmosférico que fornece o campo de ventos à superfície o erro da previsão a um dia se reduziu de 35%. Conclui-se, portanto, que a contribuição principal para o erro dos modelos de ondas reside em erros no campo de ventos que força o *SWAN*.

Assim, enquanto não for possível dispor de um campo de ventos, de alta resolução espacial e temporal, proveniente de modelo de meso-escala adaptado à região de Diogo Lopes, não haverá desenvolvimentos significativos na modelação da agitação marítima modulada pela alternância da brisa de mar e de terra.

Por outro lado, é desejável aumentar ainda mais, para o largo, o domínio de cálculo, pois o trabalho de Aboobacker et al. (2014) mostrou que extensão da influência da brisa pode alcançar as duas centenas de quilómetros.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Aboobacker, V. M., Seemanth, M., Samiksha, S. V., Sudheesh, K. (2014). Sea breeze-induced wind sea growth in the central west coast of India. *Ocean Engineering*, 84, 20–28.
- Alves, J. H. G. M., Banner, M. L. (2003). Performance of a Saturation-Based Dissipation-Rate Source Term in Modeling the Fetch-Limited Evolution of Wind Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 33, 1274–1298.
- Ângelo, J. C. F. (2012). *Aplicação do modelo SWAN na caracterização da agitação marítima na zona adjacente ao estuário de Diogo Lopes, Brasil*. Instituto Superior Técnico.
- Battjes, J. A. A., Janssen, P. A. E. M. (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In *Proceedings of the 16th international conference on coastal engineering* (Vol. 1, pp. 569–587).
- Booij, N., Ris, R., Holthuijsen, L. (1999). A third-generation wave model for coastal regions. I- Model description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104(C4), 7649–7666.
- Bouws, E., Komen, G. J. (1984). On the balance between growth and dissipation in a extreme, depth-limited wind-sea in the southern North Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 13(9), 1653–1658.
- Hasselmann, K. (1974). On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, 6, 107–127.
- Hasselmann, K., Barnett, T. P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D. E., Enke, K., Ewing, J. A., Gienapp, H., Hasselmann, D. E., Kursemann, P., Meerburg, A., Müller, P., Olbers, D. J., Richter, K., Sell, W., Walden, H. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) (Vol. 8). *Deutsches Hydrographisches Institut*.
- Hasselmann, S., Hasselmann, K., Allender, J. H., & Barnett, T. P. (1985). Computations and Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part II: Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer for Application in Wave Models. *Journal of Physical Oceanography*, 15, 1378–1391.
- Holthuijsen, L. H. (2007). *Waves in Oceanic and Coastal Waters* (p. 387). Cambridge University Press.
- Janssen, P. A. E. M. (1998). On error growth in wave models. *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Technical Memorandum 249*.
- Janssen, P. A. E. M. (2004). *The Interaction of Ocean Waves and Wind*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Komen, G. J., Hasselmann, K. (1984). On the Existence of a Fully Developed Wind-Sea Spectrum. *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1271–1285.
- Matos, M. de F. A. (2013). *Modelagem do clima de ondas e seus efeitos sobre as feições morfológicas costeiras no Litoral Setentrional do Rio Grande do Norte*. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- Mostafa Siadatmousavi, S., Jose, F., Stone, G. W. (2012). On the importance of high frequency tail in third generation wave models. *Coastal Engineering*, 60, 248–260.
- Pinheiro, L., Santos, J. A., Fortes, C. J. E. M., Capitão, R. (2007). SOPRO - Pacote integrado de modelos para avaliação dos efeitos das ondas em portos. *Revista Da Tecnologia Da Água*.
- Ponce de León, S., Orfila, A. (2013). Numerical study of the marine breeze around Mallorca Island. *Applied Ocean Research*, 40, 26–34.

- Ris, R. C. (1997). *Spectral modelling of wind waves in coastal areas*. Delft University of Technology.
- Rogers, W. E., Kaihatu, J. M., Hsu, L., Jensen, R. E., Dykes, J. D., Holland, K. T. (2007). Forecasting and hindcasting waves with the SWAN model in the Southern California Bight. *Coastal Engineering*.
- Rogers, W. E., Kaihatu, J. M., Petit, H. a. H., Booij, N., Holthuijsen, L. H. (2002). Diffusion reduction in an arbitrary scale third generation wind wave model. *Ocean Engineering*, 29(11), 1357–1390.
- Rosman, P. C. C. (2000). *Referência Técnica do SisBaHiA – SISTEMA BASE DE HIDRODINÂMICA AMBIENTAL*. Programa COPPE: Engenharia Oceânica, Área de Engenharia Costeira e Oceanográfica, Rio de Janeiro, Brasil.
- Stelling, G. S., Leendertse, J. J. (1992). Approximation of convective processes by cyclic AOI methods. In *2nd Int. Conf. Estuarine and Coastal Modeling* (pp. 771–782). Tampa.
- SWAN Team. (2008). *TECHNICAL DOCUMENTATION SWAN Cycle III version 40.51*.
- The WAMDI Group. (1988). The WAM Model - A Third Generation Ocean Wave Prediction Model. *Journal of Physical Oceanography*, 18(12), pp 1775–1810.
- Tolman, H. L. (2002). *User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22* (p. 133 pp.).
- U S Army Corps Of Engineers. (2002). *Coastal Engineering Manual*. *Coastal Engineering Manual*.
- Van der Westhuysen, A. J., Zijlema, M., Battjes, J. a. (2007). Nonlinear saturation-based whitecapping dissipation in SWAN for deep and shallow water. *Coastal Engineering*, 54(2), 151–170.
- Van Vledder, G. P. (2006). The WRT method for the computation of non-linear four-wave interactions in discrete spectral wave models. *Coastal Engineering*, 53(2-3), 223–242.
- Wu, J. (1982). Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane. *Journal of Geophysical Research*, 87(C12), 9704–9706.
- Yan, L. (1987). *An improved wind input source term for third generation ocean wave modelling*. *Scientific report WR*.
- Zijlema, M., van Vledder, G. P., Holthuijsen, L. H. (2012). Bottom friction and wind drag for wave models. *Coastal Engineering*, 65, 19–26.

[1] <http://www.texample.net/tikz/examples/swan-wave-model/> Março de 2014

[2] http://www.diverzanti.cz/cl_036_ob9 Março de 2014

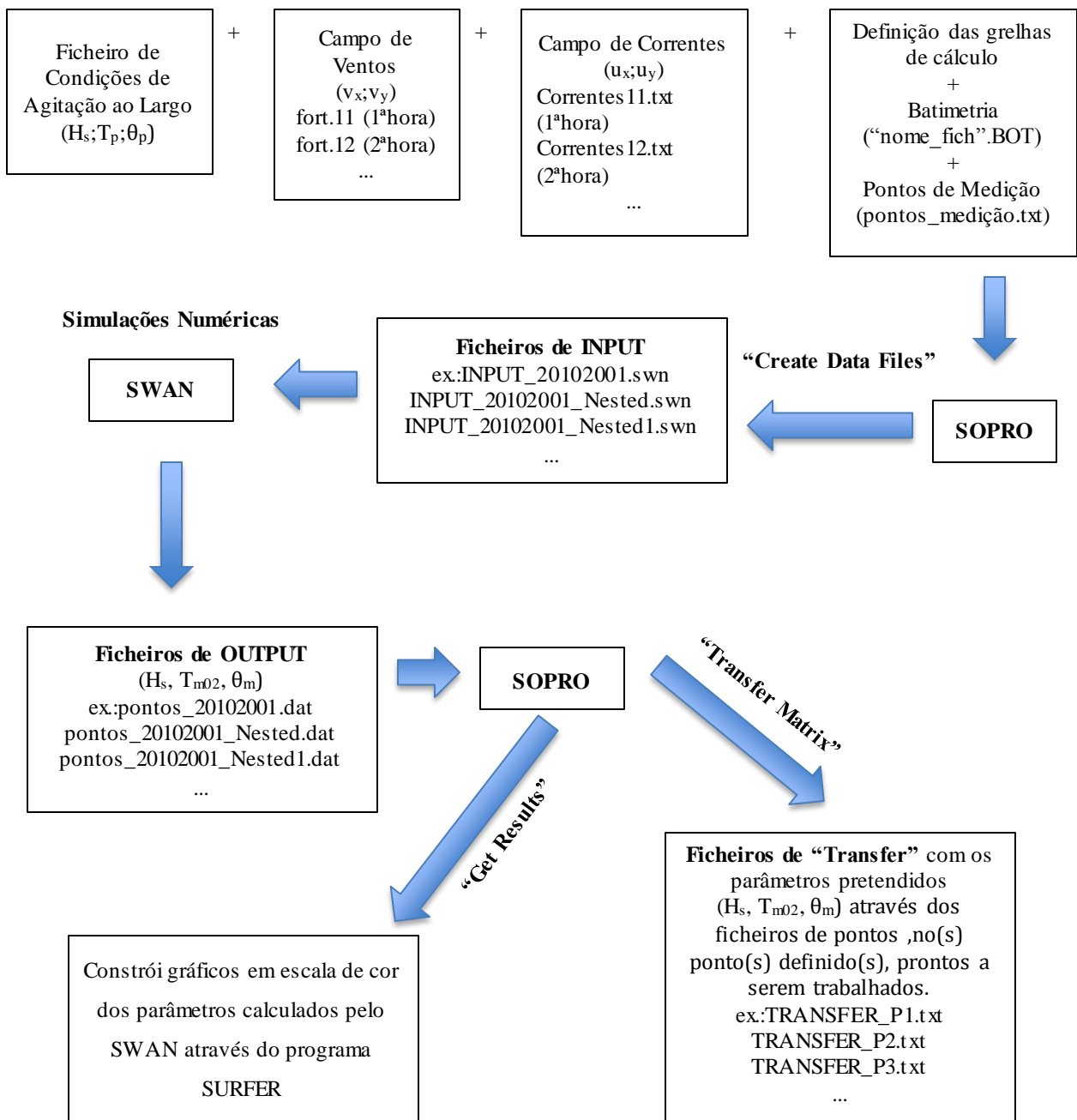
8. ANEXOS

ANEXO A

A.1 FUNCIONAMENTO DO *SOPRO* EM CONJUNTO COM O *SWAN*

Neste anexo, passa-se a mostrar no seguinte esquema o funcionamento do *SOPRO* em conjunto com o *SWAN*.

Ficheiros a introduzir no *SOPRO*



A.2 FUNCIONAMENTO DO SOPRO

Neste anexo mostram-se algumas imagens referentes ao funcionamento do SOPRO:

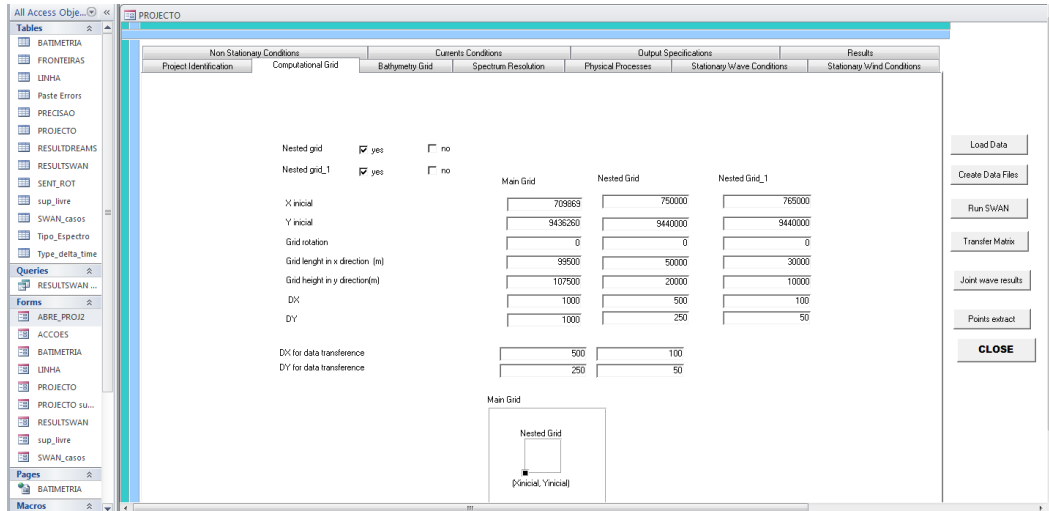


Figura A.1 - Definição das Grelhas de Cálculo

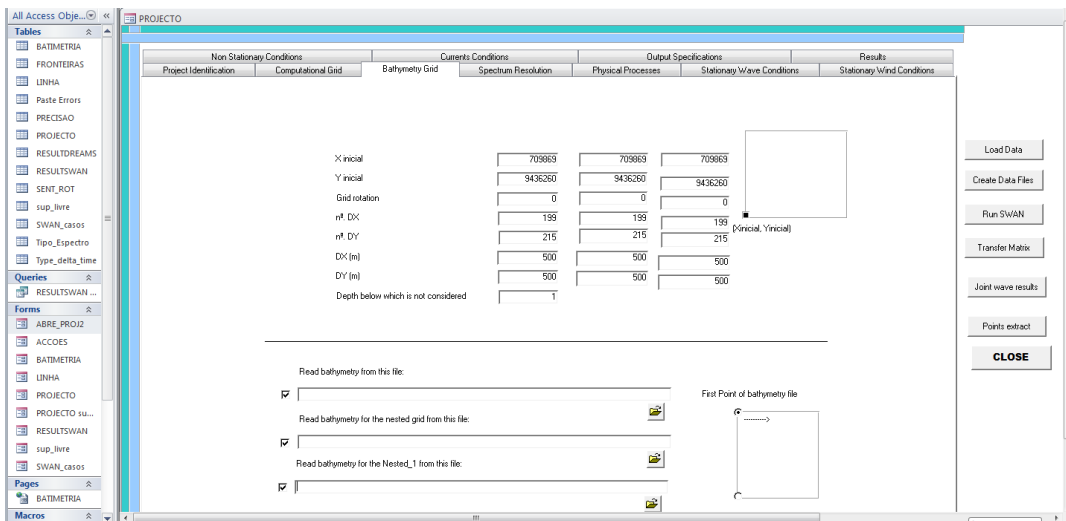


Figura A.2 - Definição do Ficheiro de Batimetria

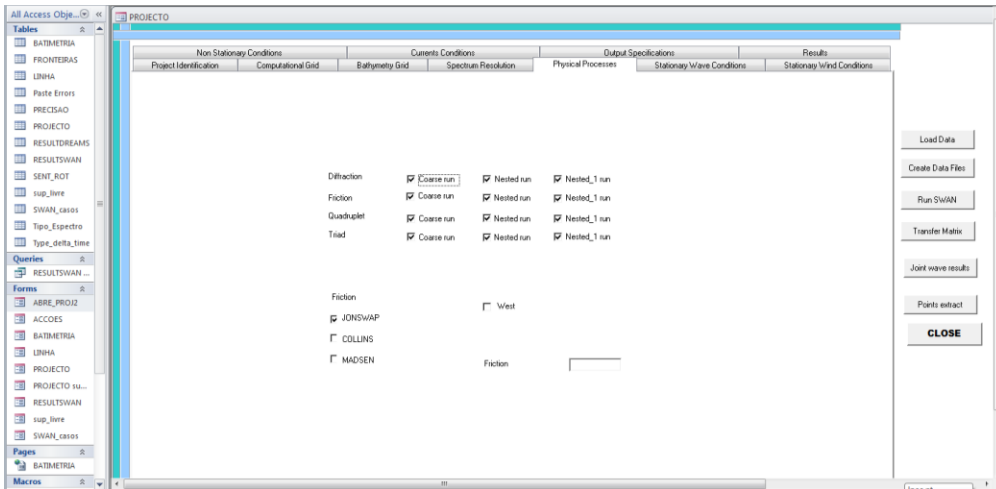


Figura A.3 - Definição das propriedades físicas em vigor nas simulações numéricas.

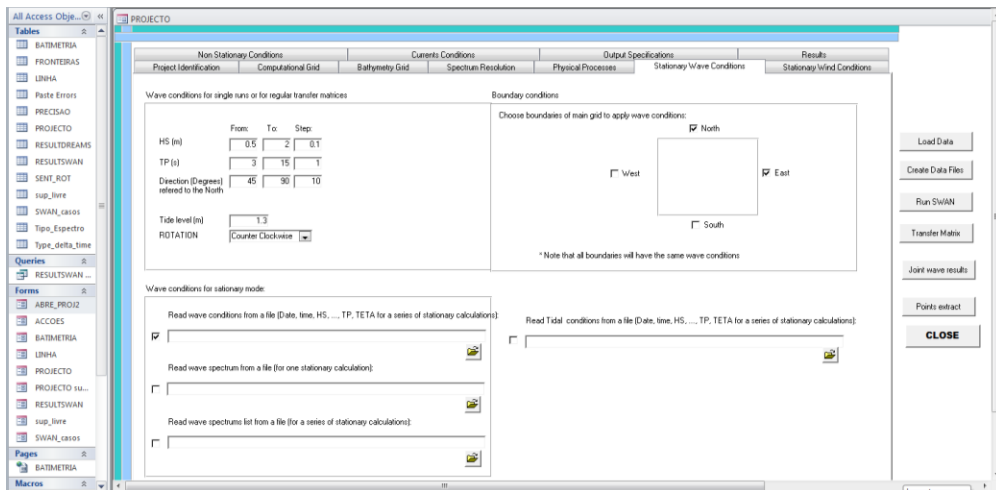


Figura A.4 - Definição dos ficheiros de Agitação Marítima ao largo

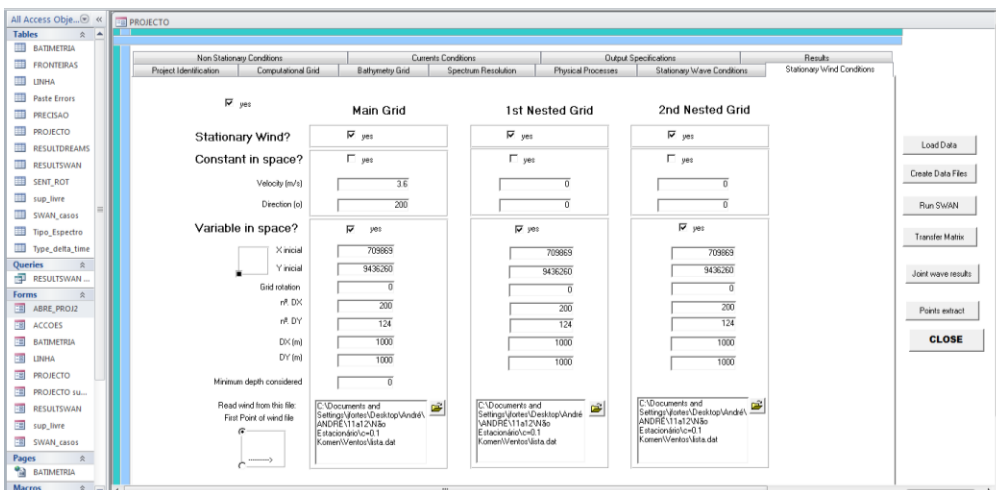


Figura A.5 - Definição do Campo de Ventos

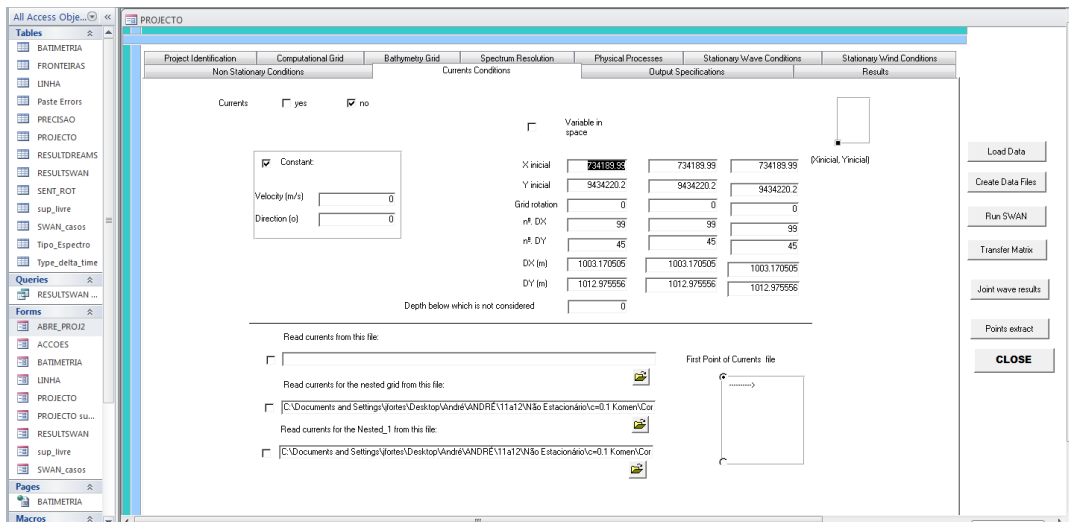


Figura A.6 - Definição do Campo de Correntes

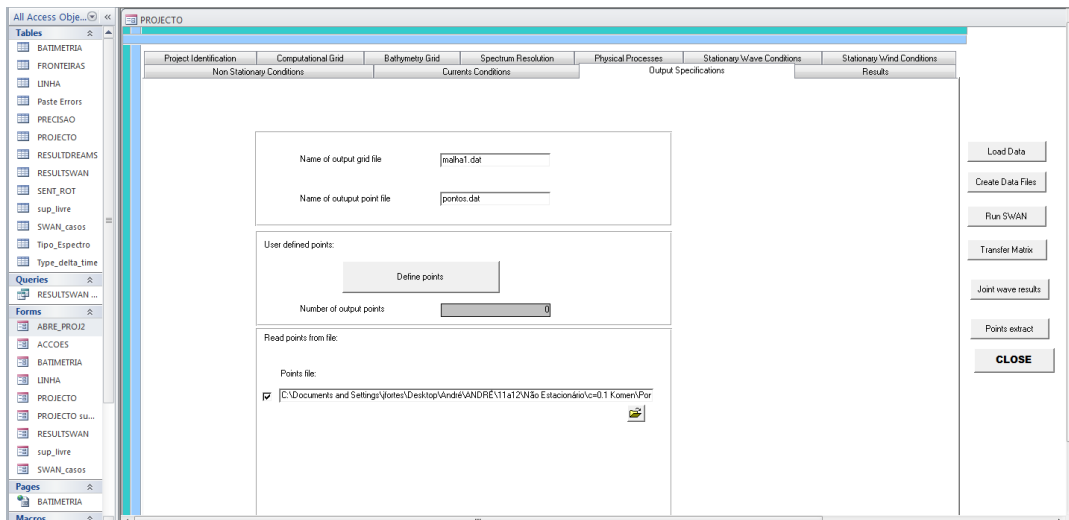


Figura A.7 - Localização dos pontos de medição

ANEXO B

Neste anexo apresentam-se exemplos dos ficheiros de *INPUT* do modelo *SWAN*.

Em primeiro lugar apresenta-se exemplos de ficheiros de *INPUT* para as corridas do *SWAN* em modo estacionário. Os cálculos em modo estacionário requerem um ficheiro de *INPUT* para cada hora de computação e para cada malha, e assim sendo, apresenta-se de seguida os ficheiros de input correspondentes à simulação em que se considerou um coeficiente de atrito do fundo de $0.067 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ sem a consideração do campo de correntes no período de 20 a 27 de Dezembro de 2010, correspondendo estes ficheiros à primeira hora de computação.

Ficheiro de *INPUT* em modo estacionário para a malha exterior:

```
PROJECT " 1'  
SET 1.18174 90 0 NAUTICAL 5  
MODE STATIONARY TWODIMENSIONAL  
CORDInates CART  
CGRID REG 709869 9436260 0 99500 107500 100 108 CIRCLE 90 0.04 1 23  
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1  
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA.BOT' idla=1  
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0  
READINP WIND 1. 'fort.11' idla=1  
  
$-----wave settings  
  
BOUND SHAPEspec JONSWAP peak DSPR Degrees  
BOUN SIDE N CON PAR 1.67 10.04 15 10  
BOUN SIDE E CON PAR 1.67 10.04 15 10  
  
$----- Physics  
  
DIFFRAction 1 0 0 1  
QUAD  
TRIad  
FRICTION JONSWAP 0.067  
GEN3 WESTHuysen  
$-----  
$NUMeric ACCUR 0 0 0 0 [niter]=50  
  
$----- Output  
  
NGRID 'outNgrid' 750000 9440000 0 50000 20000 100 80  
NEStout 'outNgrid' 'outgrid.dat'  
FRAME " 709869 9436260 0 99500 107500 100 108  
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01  
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 791880.88 9441626.87  
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01  
$  
TEST 0,0  
COMPUTE  
STOP
```

Ficheiro de INPUT em modo estacionário para a malha intermédia:

```
PROJECT " 1 "  
SET 1.18174 90 0 NAUTICAL  
MODE STATIONARY TWODIMENSIONAL  
COORDinates CART  
CGRID REG 750000 9440000 0 50000 20000 100 80 CIRCLE 90 0.04 1 23  
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1  
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA_NESTED.BOT' idla=1  
BOUNnest NEST 'outgrid.dat' CLOSED  
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0  
READINP WIND 1. 'fort.11' idla=1  
  
$----- Physics  
  
DIFFRACTION 1 0 0 1  
QUAD  
TRIad  
FRICTION JONSWAP 0.067  
GEN3 WESTHuysen  
$-----  
$NUMeric ACCUR 0 0 0 0 [niter]=25  
  
$----- Output  
  
NGRID 'outNgrid' 765000 9440000 0 30000 10000 300 200  
NESTout 'outNgrid' 'outgrid1.dat'  
FRAME " 750000 9440000 0 50000 20000 100 80  
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01  
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 791880.88 9441626.87  
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01  
$  
TEST 0,0  
POOL  
COMPUTE  
STOP
```

Ficheiro de INPUT em modo estacionário para a malha interior:

```
PROJECT " '1'
SET 1.18174 90 0 NAUTICAL
MODE STATIONARY TWODIMENSIONAL
COORDinates CART
CGRID REG 765000 9440000 0 30000 10000 300 200 CIRCLE 90 0.04 1 23
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA_NESTED1.BOT' idla=1
BOUNnest NEST 'outgrid1.dat' CLOSED
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0
READINP WIND 1. 'fort.11' idla=1

$----- Physics

DIFFRACTION 1 0 0 1
QUAD
TRIad
FRICTION JONSWAP 0.067
GEN3 WESTHuysen
$-----
$NUMeric ACCUR 0 0 0 0 [niter]=50

$----- Output

FRAME " 765000 9440000 0 30000 10000 300 200
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 791880.88 9441626.87
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
SPECout 'CN' SPEC2D ABS 'outspec.dat'
$
TEST 0,0
POOL
COMPUTE
STOP
```

De seguida, apresentam-se os ficheiros de *INPUT* referentes à corrida em modo não estacionário no período de 11 a 12 de Dezembro de 2010, com a consideração do campo de correntes. No caso do modo não estacionário apenas é necessária a definição de um ficheiro de *INPUT* por cada malha utilizada, devido ao facto de a variável tempo ser considerada nestes mesmos ficheiros. Encontra-se ainda evidenciado a amarelo, a alteração necessária ao ficheiro para a variação do parâmetro de alta frequência. Esta alteração é igualmente válida em modo estacionário:

Malha Exterior:

```
PROJECT " '1'
SET 1.059998239 90 0 NAUTICAL 5
MODE NONSTATIONARY TWODIMENSIONAL
COORDinates CART
CGRID REG 709869 9436260 0 99500 107500 100 108 CIRCLE 90 0.04 1 23
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA.BOT' idla=1
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WIND 1. SERIES 'WIND_NONSTAT.TXT' idla=1
INPGRID WLEVel 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WLEVel 1. SERIES 'TIDAL_NONSTAT.TXT' idla=1

$-----wave settings

BOUND SHAPespec JONSWAP peak DSPR Degrees
BOUNd SIDE N CON FILE 'WAVE_NONSTAT_N.TXT'
BOUNd SIDE E CON FILE 'WAVE_NONSTAT_E.TXT'

$----- Physics

DIFFRACTION 1 0 0 1
QUAD
TRIad
FRICTION JONSWAP 0.067
GEN3 WESTHuysen

$-----

NUMeric ACCUR 0 0 0 0 NONSTAT 50

$----- Output

NGRID 'outNgrid' 750000 9440000 0 50000 20000 100 80
NESTout 'outNgrid' 'outgrid.dat' OUTPUT 20101211.01 5 MIN
FRAME " 709869 9436260 0 99500 107500 100 108
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 779765.47 9470000 1 779765.47 9490000
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' TIME XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01 OUTPUT
20101211.01 1 HR
$
TEST 0,0
COMPUTE NONstationary 20101211.01 5 MIN 20101212.24
STOP
```

Malha Intermédia:

```
PROJECT " '1 '
SET 1.05998239 90 0 NAUTICAL 5
MODE NONSTATIONARY TWODIMENSIONAL
COORDinates CART
CGRID REG 750000 9440000 0 50000 20000 100 80 CIRCLE 90 0.04 1 23
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA_NESTED.BOT' idla=1
BOUNnest NEST 'outgrid.dat' CLOSED
INPGRID WLEVel 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WIND 1. SERIES 'WIND_NONSTAT.TXT' idla=1
INPGRID WLEVel 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WLEVel 1. SERIES 'TIDAL_NONSTAT.TXT' idla=1
INPGRID CUR 734189.99 9434220.2 0 99 45 1003.170505 1012.975556 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01
1 HR 20101212.24
READINP CUR 1. SERIES 'Current_NESTED.TXT' idla=3
```

\$----- Physics

```
DIFFRACTION 1 0 0 1
QUAD
TRIad
FRICTION JONSWAP 0.067
GEN3 WESTHuysen
```

\$-----

```
$NUMeric ACCUR 0 0 0 0 [niter]=25
```

\$----- Output

```
NGRID 'outNgrid' 765000 9440000 0 30000 10000 300 200
NEStout 'outNgrid' 'outgrid1.dat'
FRAME " 750000 9440000 0 50000 20000 100 80
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 779765.47 9470000 1 779765.47 9490000
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
$
TEST 0,0
COMPUTE NONstationary 20101211.01 5 MIN 20101212.24
STOP
```

Malha Interior:

```
PROJECT " '1 '
SET 1.059998239 90 0 NAUTICAL 5
MODE NONSTATIONARY TWODIMENSIONAL
COORDinates CART
CGRID REG 765000 9440000 0 30000 10000 300 200 CIRCLE 90 0.04 1 23
INPGRID BOTTOM REG 709869 9436260 0 199 215 500 500 EXC 1
READINP BOTTOM 1. 'BATIMETRIA_NESTED1.BOT' idla=1
BOUNnest NEST 'outgrid1.dat' CLOSED
INPGRID WLEVel 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0
INPGRID WIND REG 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WIND 1. SERIES 'WIND_NONSTAT.TXT' idla=1
INPGRID WLEVel 709869 9436260 0 200 124 1000 1000 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01 1 HR
20101212.24
READINP WLEVel 1. SERIES 'TIDAL_NONSTAT.TXT' idla=1
INPGRID CUR 734189.99 9434220.2 0 99 45 1003.170505 1012.975556 EXC 0 NONSTATIONary 20101211.01
1 HR 20101212.24
READINP CUR 1. SERIES 'Current_NESTED1.TXT' idla=3
```

\$----- Physics

```
DIFFRACTION 1 0 0 1
QUAD
TRIad
FRICTION JONSWAP 0.067
GEN3 5 WESTHuysen
```

\$-----

```
$NUMeric ACCUR 0 0 0 0 [niter]=50
```

\$----- Output

```
FRAME " 765000 9440000 0 30000 10000 300 200
TABLE " HEADER 'malha1.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
CURVE 'CN' 766768.68 9441999.32 1 779765.47 9447091.11 1 779765.47 9470000 1 779765.47 9490000
TABLE 'CN' HEADER 'pontos.dat' XP YP HSIGN TM02 PDIR DEP RTP DIR TM01
SPECout 'CN' SPEC2D ABS 'outspec.dat'
$
TEST 0,0
COMPUTE NONstationary 20101211.01 5 MIN 20101212.24
STOP
```

ANEXO C

Neste anexo apresentam-se exemplos gráficos do campo de correntes utilizado no SWAN. Opta-se por apresentar dois momentos distintos. Um campo de correntes que coincide com a baixa-mar, no dia 20 de Dezembro de 2010, e outro, correspondente à preia-mar, também no dia 20 de Dezembro de 2010.

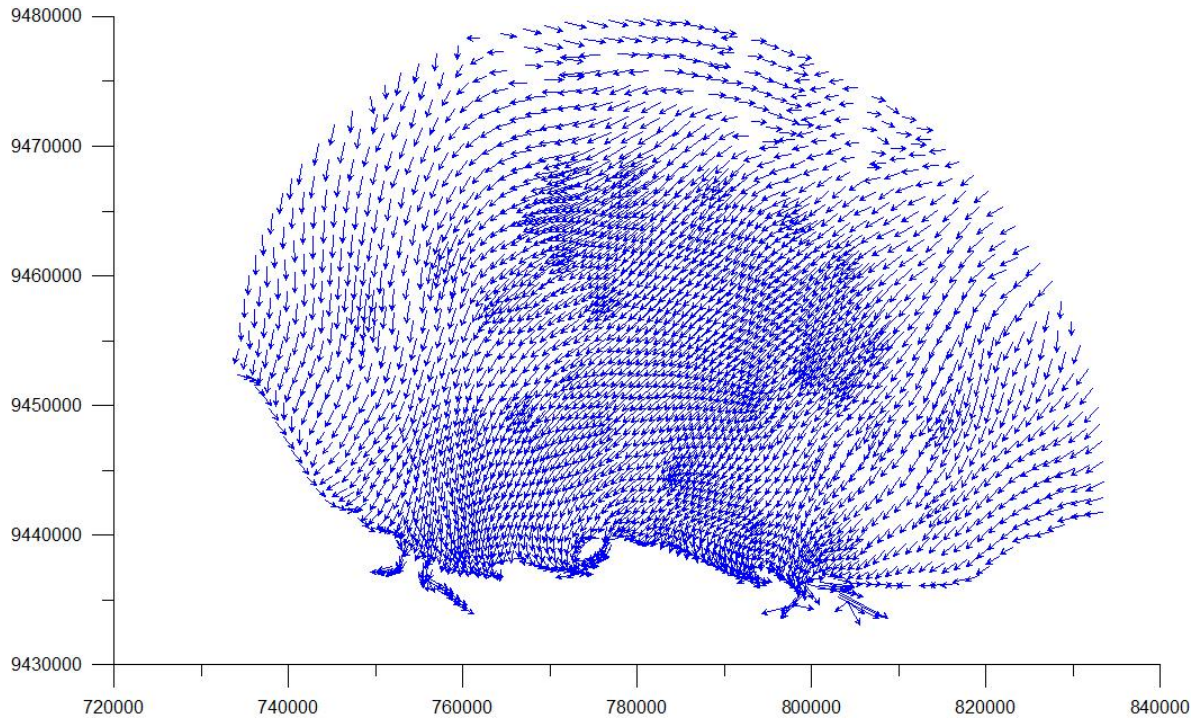


Figura C.1 - Campo de Correntes correspondente às 00:00 horas do dia 20/12/2010 (baixa-mar).

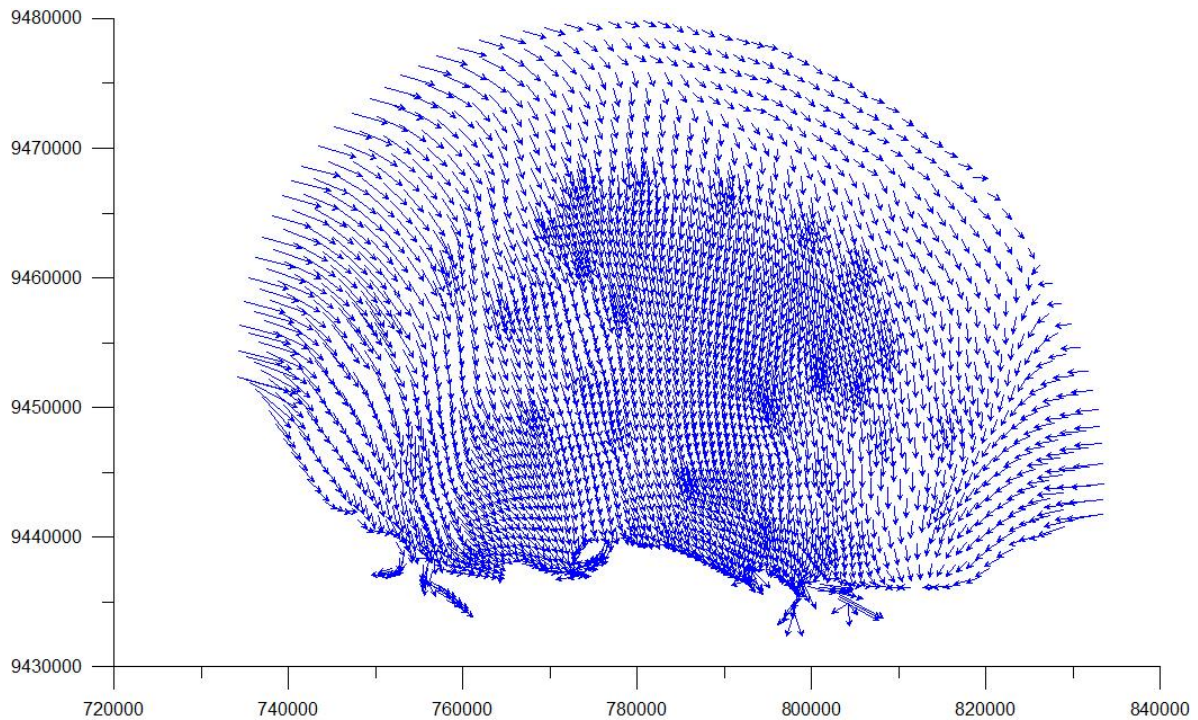


Figura C.2 - Campo de Correntes correspondente às 12:00 horas do dia 20/12/2010 (preia-mar).